ORSAY
Série A
N° d'ordre : 1079

THESE

présentée à :

L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par :

Jean BRETAGNE

Sujet de la thèse : *Etude spectroscopique d'un plasma d'Helium créé par laser. Influence des effets collectifs. Mise en évidence expérimentale de raies satellites de transitions interdites.*

SOUTENUE LE 5 MARS 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN :

MM. J.L. DELCROIX, Président

J.L. BOBIN
J.P. DESCOUBES
H.W. DRAWIN
} Examinateurs

J.L. GODART , Rapporteur

ORSAY
Série A
N° d'ordre : 1079

THESE

présentée à :

L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par :

Jean BRETAGNE

Sujet de la thèse : *Etude spectroscopique d'un plasma d'Helium créé par laser. Influence des effets collectifs. Mise en évidence expérimentale de raies satellites de transitions interdites.*

SOUTENUE LE 5 MARS 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN :

MM. J.L. DELCROIX, Président

J.L. BOBIN
J.P. DESCOUBES
H.W. DRAWIN
} Examinateurs

J.L. GODART , Rapporteur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique des Plasmas de l'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX d'avoir bien voulu m'accueillir dans son Laboratoire, de m'avoir permis de mener à bien ce travail et de me faire l'honneur de présider le jury de ma thèse.

Que Monsieur J.L. BOBIN et Monsieur le Professeur J.P. DESCOUBES trouvent ici l'expression de toute ma reconnaissance pour avoir bien voulu participer au jury et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur H.W. DRAWIN pour l'attention toute particulière qu'il a portée à ce travail et pour toutes les critiques et suggestions dont il m'a fait part lors de la mise au point du manuscrit.

Je suis reconnaissant au Professeur G. BEKEFI pour ses encouragements, les nombreux conseils qu'il m'a donnés lors de son séjour au Laboratoire et le vif intérêt qu'il a manifesté pour mon travail.

Que tous les membres de l'"équipe Laser" et particulièrement Monsieur J.L. GODART veuillent bien accepter mes remerciements pour toute l'aide et les encouragements qu'ils m'ont apportés et pour les discussions fructueuses que nous avons eues.

Je remercie Madame E. CLAUDON et Madame M. DURAND pour leur dévouement dans la tâche ingrate de frappe et d'impression de ce mémoire.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543920_0027

ETUDE SPECTROSCOPIQUE D'UN PLASMA D'HELIUM CREE PAR LASER. INFLUENCE DES EFFETS COLLECTIFS. MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DE RAIES SATELLITES DE TRANSITIONS INTERDITES.

Pages

- Introduction 1

- CHAPITRE I - LE PLASMA ETUDIE - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 4

1.1 Le plasma étudié 4
1.2 Dispositif expérimental 5
1.2.1 Le laser 5
1.2.2 L'enceinte d'étude 6
1.2.3 Le montage hyperfréquences 6
1.2.4 Le monochromateur 7
1.2.5 L'analyseur optique multicanaux à bande spectrale variable 8
1.2.5.1 Description 8
1.2.5.2 Les photomultiplicateurs 9
1.2.5.3 Utilisation de l'analyseur 11
1.2.5.3.1 Etalonnages 11
1.2.5.3.2 Vérification des paramètres de mise au point et contrôle du grandissement 11
1.2.5.3.3 Détermination de la longueur d'onde détectée au milieu de la fibre centrale 12
1.2.5.3.4 Contrôle de la résolution de l'analyseur 13

- Références 14

- CHAPITRE 2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX 15

2.1 Conditions expérimentales de travail 15
2.2 Détermination des paramètres du plasma 16
2.2.1 Détermination de la densité électronique 16
2.2.1.1 Méthode utilisée 16
2.2.1.2 Résultats 20
2.2.2 Détermination de la température 21
2.2.2.1 Méthode utilisée 21
2.2.2.2 Résultats 24

.../...

Pages

2.3 Etude des raies partiellement dégénérées 24
2.3.1 Profils expérimentaux des raies 4471,6 Å et 4921,9 Å de HeI 25
2.3.2 Interprètation pour les raies satellites des transitions $4^3F \rightarrow 2^3P$ et $4^1F \rightarrow 2^1P$ 28
2.3.2.1 Position des satellites 28
2.3.2.2 Intensité des satellites 31
2.3.3 Profils des raies 4471,6 Å et 4921,9 Å 33
2.4 Conclusion 37
- Références 38

- CHAPITRE 3 - ETUDE CINETIQUE DES POPULATIONS DE HeI ET HeII. INFLUENCE SUR L'ABSORPTION DES RAIES SPECTRALES 39

3.1 Populations des niveaux de HeI 40
3.1.1 Hypothèses de travail. Processus pris en compte 40
3.1.1.1 Hypothèses de travail 40
3.1.1.2 Processus considérés 41
3.1.2 Transitions dues aux collisions avec les électrons et les neutres 41
3.1.2.1 Collisions électroniques 43
3.1.2.1.1 Ionisation et recombinaison collisionnelles 43
3.1.2.1.2 Excitations et désexcitations collisionnelles 44
3.1.2.2 Collisions avec les neutres 46
3.1.2.2.1 Ionisation et recombinaison collisionnelles 47
3.1.2.2.2 Excitation et désexcitation collisionnelles 47
3.1.3 Transitions dues au rayonnement 48
3.1.3.1 Taux de transitions radiatives 48
3.1.3.1.1 Transitions spontanées 48
3.1.3.1.2 Recombinaisons radiatives 48
3.1.3.2 Taux de photoionisation et de photoexcitation 49
3.1.3.2.1 Emissivité du plasma 50
3.1.3.2.2 Coefficient d'absorption 52
3.1.3.2.3 Taux de photoionisation et de photoexcitation 52

.../...

Pages

3.1.4 Calcul des populations de niveaux et de l'absorption sur les raies 55
3.1.4.1 Equations cinétiques et résolution 55
3.1.4.1.1 Equations cinétiques 55
3.1.4.1.2 Résolution du système d'équations cinétiques 56
3.1.4.2 Population des niveaux 59
3.1.4.2.1 Population des niveaux n = 2 59
3.1.4.2.2 Population du niveau fondamental . 60
3.1.4.3 Constantes de temps de relaxation des niveaux 60
3.1.4.4 Absorption sur les raies 62
3.1.4.5 Types d'équilibre en fonction des valeurs de n_e et T_e 63
3.2 Populations des niveaux de HeII 66
3.2.1 Introduction 66
3.2.2 Hypothèses de travail - Processus pris en compte .. 67
3.2.2.1 Hypothèses de travail 67
3.2.2.2 Processus considérés 68
3.2.3 Calcul des taux de réactions 68
3.2.3.1 Processus collisionnels 68
3.2.3.1.1 Collisions avec les électrons ... 68
3.2.3.1.2 Couplage entre les états excités de HeII et l'état fondamental de HeI 71
3.2.3.2 Processus liés au rayonnement 72
3.2.3.2.1 Transitions spontanées 72
3.2.3.2.2 Absorption des raies 72
3.2.4 Calcul des populations de niveaux 73
3.2.4.1 Equations cinétiques et résolution 73
3.2.4.1.1 Equations cinétiques 73
3.2.4.1.2 Résolution du système d'équations cinétiques 74
3.2.4.2 Constantes de temps de relaxation des niveaux 75
3.2.4.3 Population des niveaux 77
- Références 79
- APPENDICE 3.A.1 80

.../...

Pages

- CHAPITRE 4 - THEORIES D'ELARGISSEMENT COLLISIONNEL DES RAIES SPECTRALES 82

4.1 Introduction 82
4.2 Formalisme des trajectoires classiques 85
4.3 L'approximation d'impact 91
4.4 Etude de la moyenne thermique F(t) 94
4.5 Différentes théories d'élargissement 98
4.5.1 Théorie à un perturbateur 99
4.5.2 Théorie d'impact 100
4.5.3 Théorie unifiée 105
4.5.3.1 Calcul du profil d'une raie dans la théorie unifiée 106
4.5.3.2 Approximation de la théorie unifiée 110
4.5.4 Comparaison du résultat obtenu par la théorie unifiée aux résultats des autres théories 111
4.5.4.1 Comparaison avec la théorie d'impact 111
4.5.4.2 Comparaison avec la théorie à un perturbateur 113
4.6 Influence des effets non thermiques dans le cadre de la théorie unifiée 114
- Références 117

- CHAPITRE 5 - CONTRIBUTION COLLECTIVE A L'EFFET STARK DANS UN PLASMA DENSE EN REGIME DE POST-DECHARGE 118

5.1 Introduction 118
5.2 Couplage de plasmons et de transitions optiques dipolaires dans un plasma dense. Raies satellites de transitions interdites 119
5.2.1 Principe du couplage. Intensité des satellites ... 119
5.2.2 Calcul du champ fluctuant 122
5.2.2.1 Spectre du champ fluctuant dans un modèle de quasi-particules 122
5.2.2.2 Constante diélectrique d'un plasma sans collisions 125
5.2.2.3 Constante diélectrique d'un plasma en présence de collisions 127

.../...

Pages

5.3 Ecarts à la fonction de distribution maxwellienne des électrons dans le plasma de post-décharge 131
5.3.1 Production d'électrons chauds dans la post-décharge 132
5.3.2 Calcul des fréquences de perte d'énergie d'un électron par collisions 133
5.3.2.1 Collisions élastiques électron neutre 133
5.3.2.2 Collisions inélastiques 134
5.3.2.3 Collisions élastiques électron-électron et électron-ion 137
5.3.3 Détermination de la fonction de distribution des vitesses des électrons chauds 140
5.3.4 Détermination des termes source d'électrons chauds 142
5.4 Calcul du champ fluctuant pour le plasma de post-décharge. Résultats 149
5.4.1 Le plasma est maxwellien et l'amortissement collisionnel des ondes longitudinales de plasma est négligé 150
5.4.2 La fonction de distribution des vitesses électroniques présente un écart à la maxwellienne. L'amortissement collisionnel des ondes est négligé 155
5.4.3 Calcul du champ fluctuant avec amortissement collisionnel 158
5.5 Comparaison des résultats expérimentaux aux résultats des calculs 159
5.5.1 Comparaison des résultats expérimentaux concernant les raies satellites aux calculs des effets collectifs 159
5.5.2 Profils des raies partiellement dégénérées 4471,5 Å et 4921,9 Å 162
- Références 164
- APPENDICE A.2 165
- CONCLUSION 171

INTRODUCTION

Le travail présenté ici porte sur l'étude spectroscopique de la post-décharge d'un plasma créé par focalisation, dans un gaz d'hélium, du faisceau lumineux émis par un laser déclenché. Il s'intègre à un travail d'équipe et les diagnostics spectroscopiques qui ont été mis en oeuvre ont été utilisés dans la détermination expérimentale des coefficients de recombinaison du plasma créé et leur comparaison avec les nombreux résultats théoriques publiés sur ce sujet.

Parallèlement nous nous sommes intéressés à l'étude fondamentale des raies spectrales émises par le plasma avec comme objectif la mise en évidence, du point de vue de la physique atomique, de quelques phénomènes caractéristiques des plasmas denses.

Le plasma de post-décharge étudié, par ses caractéristiques (densité électronique comprise entre 10^{16} et 10^{18} e/cm^3, température électronique de quelques électron-volts) se situe à la limite des plasmas cinétiques classiques, pour lesquels les collisions binaires sont prépondérantes, et des plasmas collectifs pour lesquels les théories prévoient l'apparition de phénomènes nouveaux, en particulier, dans notre travail, le couplage de transitions radiatives atomiques et d'ondes de plasma auto-excitées.

Aussi au cours de cet exposé nous rencontrerons le double aspect : plasma cinétique classique, plasma collectif ; l'un ou l'autre modèle sera choisi en fonction du phénomène étudié (collisions électrons-atomes neutres impliquant des interactions à courte portée, collisions électrons-ions ou électrons-électrons impliquant des interactions à longue portée).

Notre travail porte essentiellement sur l'étude de l'effet Stark sur les raies d'atome neutre (HeI) d'un plasma d'hélium.

Dans le domaine visible le spectre de HeI fait apparaître deux types de raies : des raies isolées (pour lesquelles chacun des niveaux de la transition présente, en énergie, une largeur γ nettement inférieure à l'écart ΔE de ce niveau aux niveaux les plus voisins) et des

raies partiellement dégénérées (pour lesquelles $\Delta E \lesssim \gamma$, au moins pour le niveau supérieur de la transition).

Pour les raies isolées, l'effet Stark, qui se traduit par un élargissement et un déplacement des niveaux, est déterminé de manière prépondérante par les collisions électrons-atome. Les résultats théoriques concernant ces raies sont en accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux de telle sorte que nous pouvons utiliser ces raies pour des diagnostics de densité électronique du plasma.

Les raies partiellement dégénérées, sous l'influence des champs électriques créés par le plasma, donnent naissance à des transitions interdites dont l'intensité varie rapidement avec le champ électrique moyen au sein du plasma, et partant, avec la densité électronique. Pour ces raies le profil observé est alors la convolution de la transition permise initiale et des transitions interdites voisines, chacune de ces transitions étant elle-même élargie par les collisions électron-atome. Dans ce domaine, les résultats théoriques sont beaucoup moins avancés, les résultats expérimentaux rares, surtout pour les densités électroniques auxquelles nous travaillons, nos résultats pourront être utilement comparés aux calculs déjà parus.

L'aspect collectif du plasma est susceptible d'apparaître par le couplage de l'onde électromagnétique associée à une transition interdite et une onde électrostatique de fréquence ω. Il nous est apparu que ce couplage, prévu par Baranger et Mozer, devait être observé plus facilement sur les raies partiellement dégénérées de HeI ; il doit se traduire par la présence de deux raies satellites qui diffèrent de $\pm \hbar\omega$ de l'énergie des transitions interdites considérées qui doivent être, elles-mêmes, proches de transitions permises.

L'onde électrostatique susceptible d'intervenir dans notre plasma est une onde longitudinale auto-excitée par le plasma et de fréquence ω voisine de la fréquence plasma ω_p. L'expérience ayant montré l'existence des satellites, nous avons été amenés à nous intéresser au calcul de la densité d'énergie de cette onde et à la forme de son spectre. Ce calcul peut être effectué assez facilement dans le cas où la fonction de distribution des vitesses électroniques $f(\vec{v}_e)$ est maxwellienne, dans ce cas le rapport de cette densité d'énergie à la densité d'énergie thermique s'exprime simplement en fonction du paramètre fondamental qu'est le

nombre n_D d'électrons dans la sphère de Debye : plus n_D est faible et plus ce rapport, et donc le caractère collectif du plasma, sont importants.

Le plasma est un plasma de post-décharge, il perd rapidement son énergie potentielle, une partie de cette énergie transite sous forme d'énergie cinétique des électrons lors de la recombinaison et il devient possible que le plasma étudié présente un aspect turbulent non négligeable (écart important de la fonction de distribution $f(\vec{v}_e)$ à la maxwellienne et surintensité des fluctuations électrostatiques). Nous avons alors cherché à déterminer quelle est, dans notre plasma, l'origine des satellites : thermique ou turbulente.

Mais avant de pouvoir exploiter des profils expérimentaux de raies, nous avons dû nous assurer :

- que les hypothèses d'Equilibre Thermodynamique Local Partiel (E.T.L.P.) sont vérifiées pour tous les niveaux des transitions étudiées;

- que l'auto-absorption ne déforme pas ces profils, ou si elle intervient il faut que nous puissions en tenir compte ;

- que les mesures que nous effectuons au cours de la post-décharge sont uniquement déterminées par les paramètres du plasma à l'instant de la mesure, en d'autres termes que le plasma peut être considéré, à chaque instant, comme étant dans un état quasi-stationnaire pour les niveaux mis en jeu par les raies étudiées.

Nous avons ainsi été conduits à calculer, pour notre domaine de travail les populations des niveaux de HeI et de HeII, les constantes de temps de relaxation de ces niveaux et les taux d'absorption des raies étudiées.

Ces calculs doivent par ailleurs nous permettre d'étudier l'influence de la recombinaison sur l'excitation des ondes longitudinales de plasma et donc sur les effets collectifs.

CHAPITRE 1

LE PLASMA ETUDIE - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental décrit ici a été mis en oeuvre par toute une équipe du Laboratoire, il a servi de base au travail présenté par Monsieur G. SULTAN pour sa thèse de Doctorat d'Etat portant sur l'étude de la post-décharge et de la recombinaison du plasma d'hélium créé par focalisation d'un faisceau laser [1.1].

Nous n'insisterons donc que sur les aspects auxquels nous avons dû apporter une attention particulière (détection du rayonnement émis par le plasma en particulier sous forme de raies spectrales).

1.1 - LE PLASMA ETUDIE

Le plasma étudié est un plasma d'hélium créé par focalisation du faisceau lumineux émis par un laser déclenché. La lumière laser a pour effet d'ioniser totalement le gaz dans une région située de part et d'autre du foyer de la lentille focalisatrice, le plasma formé est très dense (sa densité électronique initiale n_e est supérieure à 10^{19} électrons/cm^3) mais par suite de la température élevée (quelques centaines d'électron-volts) atteinte au moment de sa création il se détend rapidement en même temps que se développe une onde de choc. Cette onde de choc s'amortit et les dimensions du plasma n'augmentent plus, la densité n_e, au moment où l'onde de choc est complètement amortie, reste élevée ($n_e > 10^{17}$ e.cm^{-3} pour des pressions initiales de gaz de quelques atmosphères) mais la température n'est plus que de quelques électron-volts.

Le plasma a été étudié à partir de l'instant t = 1 µs qui suit le passage de l'impulsion laser ; dans cette phase le plasma se recombine et ses caractéristiques (densité et température électroniques - dimensions) évoluent.

Les méthodes de diagnostic du plasma utilisées ici ainsi que les résultats expérimentaux obtenus relèvent pour l'essentiel de la spectroscopie.

Le plasma étant transitoire - le rayonnement émis par le plasma est détectable pendant quelques dizaines de microsecondes - et non récurrent - le laser peut fournir au maximum une impulsion toutes les deux minutes - nous avons dû mettre en oeuvre des méthodes de diagnostic nous permettant d'obtenir un maximum d'informations, résolues dans le temps, à chaque tir laser. En particulier, nous avons, pour l'étude des raies spectrales émises par le plasma, conçu et mis au point un analyseur optique permettant d'obtenir le profil d'une raie à partir d'une seule expérience.

1.2 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Sur la figure 1.1 nous avons représenté un schéma du dispositif expérimental qui comprend :

- le laser utilisé pour la création du plasma ;
- une enceinte haute pression dans laquelle le faisceau laser est focalisé, cette enceinte contient le gaz que l'on se propose d'étudier ;
- sur la figure 1.1.a nous avons représenté le spectrographe utilisé pour l'étude de la lumière émise par le plasma. L'observation de la lumière se fait perpendiculairement à l'axe du faisceau laser ;
- sur la figure 1.1.b est représenté un dispositif hyperfréquences fonctionnant en réflectometre qui a été utilisé pour la détermination, résolue dans le temps, des dimensions du plasma.

1.2.1 - Le laser

Le laser utilisé est du type VD.160 construit par la C.G.E. Le matériau actif est du verre dopé au Néodyme. Le fonctionnement en impulsion est obtenu par un prisme tournant qui accorde la cavité laser lorsque le pompage du barreau de Néodyme est maximum.

L'impulsion lumineuse unique est émise à $\lambda \simeq 1{,}06\ \mu$, sa durée est d'environ 30 nanosecondes. Une photodiode étalonnée suivie d'un circuit intégrateur permet de mesurer l'énergie délivrée à chaque tir, cette énergie est d'environ 3 Joules. La lumière est polarisée rectilignement par une lame à incidence de Brewster placée à l'intérieur de la cavité laser. La reproductibilité en énergie de l'impulsion laser d'un tir à l'autre est d'environ 10 % ; cette reproductibilité conditionne la reproductibilité du plasma créé par focalisation du faisceau laser.

1.2.2 - L'enceinte d'étude

Cette enceinte construite au Laboratoire est destinée à contenir le gaz étudié ; elle peut supporter des pressions allant jusqu'à 200 atmosphères et on peut y établir un bon vide primaire de manière à disposer d'un gaz d'étude relativement propre.

Deux hublots en quartz placés dans l'axe du faisceau laser permettent à celui-ci de traverser l'enceinte tandis que deux autres hublots axés perpendiculairement permettent l'observation du plasma. Deux lentilles placées sur un support règlable à l'intérieur de l'enceinte permettent, l'une la focalisation de la lumière laser sur l'axe d'observation, et l'autre de reformer, pour la lumière non absorbée par le plasma, un faisceau parallèle. Dans l'axe d'observation, afin d'obtenir un angle solide suffisamment grand, une lentille est accolée à chacun des hublots.

1.2.3 - Le montage hyperfréquences [1.2]

Nous verrons au Chapitre 3 que les populations des niveaux excités des atomes du plasma (ici niveaux de HeI et HeII) dépendent des dimensions du plasma par l'intermédiaire des taux d'absorption des différentes raies. Pour pouvoir effectuer ces calculs de taux d'absorption et en comparer les résultats avec l'expérience nous avons dû déterminer le diamètre de la boule de plasma.

Les mesures de densité électronique (voir Chapitre 2) montrent que, pour les instants étudiés de la post-décharge et pour la zone du plasma (le coeur) d'où provient la majeure partie de la lumière émise, cette densité reste supérieure à 10^{15} $e.cm^{-3}$.

Dans ces conditions nous avons utilisé le fait qu'une onde électromagnétique de fréquence inférieure à la fréquence de coupure a une longueur de pénétration dans le plasma très faible, le plasma est alors parfaitement réflecteur.

Un réflectomètre a été construit en bande X ; pour la fréquence f = 8730 MHz utilisée la densité de coupure se situe à $3.10^{12} e.cm^{-3}$. Le coefficient de réflexion du plasma pour cette onde dépend du diamètre de la région pour laquelle la densité est supérieure à la densité de coupure, la mesure de ce coefficient de réflexion peut donc être utilisé pour la détermination du diamètre.

L'onde réfléchie est mesurée par un dispositif utilisant un coupleur directif à 3 db et un ensemble récepteur (oscillateur local, mélangeur, amplificateur). Le signal de sortie V de l'amplificateur est appliqué à un oscillographe. Le principe de la mesure consiste à comparer le coefficient de réflexion du plasma à celui d'une sphère conductrice, le système est étalonné à l'aide de billes métalliques en mesurant le signal V en fonction du diamètre D des billes.

Lorsque le plasma est formé au centre du réflectomètre l'enregistrement du signal V(t), fonction du temps, permet alors de déterminer le diamètre D(t) du plasma à chaque instant. Notons que les mesures sont faites à bas niveau d'énergie hyperfréquence de manière à ce que l'onde ne perturbe pas le plasma.

Sur la figure 1.1.b deux exemples d'oscillogrammes obtenus sont donnés pour deux pressions de gaz dans l'enceinte. La figure 1.2 représente l'évolution en fonction du temps du diamètre du plasma ainsi obtenue pour deux pressions et deux valeurs de l'énergie utilisée pour créer le plasma.

1.2.4 - Le monochromateur

Pour l'analyse spectrale de la lumière émise par le plasma nous avons utilisé un monochromateur à réseau du type BHR construit par Jobin-Yvon. Cet appareil peut en fait fonctionner en bichromateur - il dispose de deux fentes de sortie, l'une fixe, l'autre mobile dans le plan focal - de plus il dispose d'un miroir escamotable qui permet un fonctionnement en spectrographe. Le schéma de l'appareil est représenté sur la figure 1.3 .

Le montage optique du monochromateur est du type Czerny-Turner, la distance focale est de 60 cm, le réseau utilisé est gravé à 1220 traits/mm et est blazé pour 5000 Å, la dispersion est alors d'environ 12 Å/mm dans le premier ordre - l'étalonnage de la dispersion en fonction de la longueur d'onde d'analyse a été effectué de manière précise à l'aide des deux fentes de sortie - la résolution est supérieure à 0,4 Å, ce qui est largement suffisant compte-tenu des largeurs importantes des raies observées.

Nous avons légèrement modifié l'appareil au niveau de la sortie photographique de manière à pouvoir adapter un analyseur optique

ayant pour fonction de découper, sur un domaine spectral de largeur déterminée, le spectre émis en 9 bandes reliées chacune à un photomultiplicateur et à un oscillographe pour l'enregistrement temporel des signaux obtenus.

1.2.5 L'analyseur optique multicanaux à bande spectrale variable

1.2.5.1 Description [1.3]

Cet appareil a été conçu pour permettre l'étude du profil et du déplacement des raies spectrales émises par le plasma et nous affranchir des difficultés dues à la non-récurrence des signaux lumineux observés et à leur mauvaise reproductibilité d'un tir laser à l'autre.

Des expériences préliminaires dans lesquelles les profils des raies avaient été reconstitués points par points nous ont fourni une indication sur la largeur des raies d'hélium émises par le plasma ; ces largeurs pouvant varier d'un ordre de grandeur, au même instant pour deux raies différentes, et pour une même raie entre le début et la fin de la post-décharge, nous avons été amenés à imposer à l'analyseur une grande souplesse dans la largeur spectrale à analyser.

La méthode retenue a consisté à interposer entre le plan focal de sortie photographique du monochromateur un objectif règlable en position ayant pour but de reformer une image du spectre sur les faces d'entrée de fibres optiques groupées en neuf bandes. Le règlage de l'objectif permettant d'obtenir un grandissement γ variable pour le système.

Nous avons fixé au départ un intervalle spectral d'analyse $\Delta\lambda$ pouvant varier entre 12 et 120 Å environ dans le 1er ordre du monochromateur et un grandissement γ compris entre 1/3 et 3.

Les fibres optiques assurent, d'une part, le découpage du spectre en bandes d'égales largeurs et, d'autre part, la transmission de la lumière vers les photomultiplicateurs qui transforment les signaux lumineux reçus en signaux électriques enregistrés sur 9 voies d'oscillographes.

Les figures 1.3 et 1.4 représentent respectivement le schéma de principe de l'ensemble monochromateur-analyseur et le détail de construction de l'analyseur.

L'objectif

L'objectif permettant de reformer l'image du spectre est un objectif Kinoptic de caméra 16 mm dont la focale est f = 25 mm. L'ouverture peut être règlée jusqu'à f/2. La couverture au voisinage du plan focal est d'environ 12,5 mm de diamètre.

Les fibres optiques

Les fibres optiques, qui assurent le découpage de l'image du spectre analysé reformée par l'objectif, sont accolées en 9 bandes verticales dont la section d'entrée couvre pour chacune d'elles une surface rectangulaire de 0,33 mm de largeur (imposée par les valeurs de $\Delta\lambda$ et γ) et de 10 mm de hauteur. Les fibres de verre constituant chaque bande à l'entrée sont ensuite groupées en un faisceau de section circulaire dont l'extrémité de sortie est mise en regard de la photocathode d'un photomultiplicateur.

1.2.5.2 Les photomultiplicateurs (P.M.)

Les photomultiplicateurs utilisés sont de type 150 AVP, CVP ou UVP de la Radiotechnique ; ces trois types se distinguent seulement par la nature de la couche photosensible et ont été utilisés respectivement pour un domaine de longueur d'onde de travail situé, dans le visible entre 0,4 et 0,6 µ, dans le proche infrarouge jusqu'à 1,1 µ et dans le proche ultra-violet.

Le montage adopté assure une répartition progressive des tensions sur les dernières dynodes, favorable à la détection de signaux faibles.

- Nous nous sommes assurés de la linéarité des réponses des P.M. Nous avons éclairé les photomultiplicateurs au moyen d'une lumière étalon (lampe à ruban de tungstène) et nous avons ouvert la fente d'entrée du monochromateur jusqu'à obtenir un signal comparable aux signaux observés lors de l'étude du plasma. La lumière étalon est hachée à l'aide d'un secteur tournant. Nous interposons alors entre la source étalon et l'entrée du monochromateur des verres neutres dont le facteur de transmission est connu. Le rapport des signaux détectés est bien égal aux facteurs de transmission des verres utilisés.

- Il fallait également que nous nous assurions que la forte luminosité du plasma au début de la post-décharge ($t < 1\ \mu s$) ne créait pas de phénomène d'"aveuglement" pour la lumière détectée après $t = 1\ \mu s$. Nous avons été amenés :

1) à travailler dans des conditions telles que le maximum de lumière reçu par les P.M. (rayonnement continu au début de la post-décharge) corresponde à un signal d'au maximum 2 Volts par une résistance de charge de 200 Ω ;

2) à placer, en parallèle aux résistances assurant la répartition des tensions entre les dynodes du P.M., des condensateurs de sécurité pour les dynodes situées en aval de manière à disposer d'une bonne stabilité des tensions lors du passage du maximum de lumière.

Nous avons effectué des contrôles à l'aide du rayonnement continu émis par le plasma dans des domaines spectraux situés loin de fréquences d'émission de raies. Si la pression du gaz est élevée ($P > 20$ atm), la durée de l'émission continue est brève (inférieure à $1\ \mu s$) et nous avons vérifié que, dans ces conditions, nous n'observons plus de signal détectable à $t = 1\ \mu s$ malgré le signal intense qui a précédé.

D'autre part, pour une énergie laser incidente identique, l'émission continue du plasma est reproductible d'un tir laser à l'autre, à basse pression sa durée est plus longue (environ 10^{-} s à P = 1 atm) nous avons vérifié alors, qu'en dehors des raies, nous obtenons des signaux homothétiques en plaçant des filtres neutres à l'entrée du monochromateur.

- Nous avons pour chaque voie tracée la courbe de réponse spectrale pour les trois types de P.M. utilisés, ceci est nécessaire, d'une part, pour la détermination des rapports d'intensités de raies et d'autre part, en raison de la largeur importante de certaines raies (pour la raie HeI 4471 Å l'étude de la raie a été effectuée sur 150 Å et la réponse d'un P.M. à flux incident constant varie d'une aile de la raie à l'autre). Cette courbe de réponse spectrale a été déterminée à l'aide d'une lampe à ruban de tungstène dont nous avons déterminé la température de brillance T_b et dont nous connaissons l'émissivité en fonction de la longueur d'onde. Un exemple de courbe de réponse de P.M. est donné sur la figure 1.5.

- Enfin, pour nous affranchir des fluctuations qui peuvent se produire dans les réponses des P.M. au cours du temps (en particulier par variation de la température ambiante) nous avons maintenu cette température ambiante constante et nous avons superposé à chaque enregistrement du spectre du plasma, le spectre, à la même longueur d'onde, d'une source étalon (les conditions d'enregistrements diffèrent seulement par la largeur de la fente d'entrée du monochromateur).

1.2.5.3 Utilisation de l'analyseur

1.2.5.3.1 Etalonnages

Après le montage de l'analyseur nous avons effectué un certain nombre d'étalonnages portant en particulier sur le grandissement γ du système et sur les paramètres de mise au point de l'analyseur.

Soit $\gamma = \frac{b}{a}$ le grandissement du système, a est la largeur en mm de la partie du spectre au niveau du plan photographique de sortie du monochromateur dont l'objectif reforme l'image sur la largeur totale b = 3 mm des 9 bandes de fibres optiques. La valeur de γ est déterminée par les deux paramètres de mise au point :

. D distance du plan d'entrée des fibres à un repère fixe solidaire du monochromateur.

. distance de l'objectif au plan d'entrée des fibres optiques, cette distance est repérée par l'angle θ de rotation d'une vis controlant l'avancement de l'objectif.

Un étalonnage portant sur ces deux paramètres de mise au point a été rendu nécessaire, d'une part, par le fait que l'objectif constitue un système optique épais et, d'autre part, en raison de légères modifications mécaniques en cours de montage par rapport aux plans initiaux.

De plus, lors du raccordement de l'analyseur au monochromateur il s'est avéré impossible de confondre l'axe de l'analyseur avec l'axe de sortie du monochromateur ; il se produit alors, pour des valeurs de γ différentes et pour une position fixe du réseau, un déplacement du spectre dans le plan d'entrée des fibres optiques.

1.2.5.3.2 Vérification des paramètres de mise au point et contrôle du grandissement

Nous avons effectué ces étalonnages avec l'objectif règlé sur la position ∞, et avec l'ouverture maximum f/2.6. En fonctionnement ces

règlages ne doivent pas être modifiés. Pour déterminer les paramètres de mise au point nous avons éclairé toutes les fibres par leur face de sortie, une image nette des bandes de fibres est recherchée sur un verre dépoli simulant le plan de sortie photographique des fibres ; un éclairement des fibres rendu inhomogène a facilité cette mise au point.

Au cours de l'étalonnage on relève pour chaque mise au point les valeurs de D, θ et a (une graduation pour θ correspond à un déplacement de 1 mm), le grandissement est alors $\gamma = \frac{b}{a}$ où a est ici la largeur de l'image de l'ensemble des fibres.

La figure 1.6 donne la courbe de θ en fonction de D.
La figure 1.7 donne la courbe γ en fonction de θ.
La figure 1.8 donne la courbe a en fonction de θ.

Ces trois diagrammes permettent de choisir les paramètres D et θ de règlages de l'analyseur en fonction de la largeur spectrale totale $\Delta\lambda$ à analyser et de la dispersion d_λ du monochromateur.

1.2.5.3.3 Détermination de la longueur d'onde détectée au milieu de la fibre centrale

Par suite de la conception du monochromateur la longueur d'onde λ détectée au milieu de la bande centrale de fibres de l'analyseur est supérieure à la longueur d'onde λ_a détectée sur la fente de sortie fixe lorsque le miroir escamotable est abaissé (λ_a est la longueur d'onde affichée sur un compteur solidaire de la rotation du réseau). La valeur $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_a$, dépend en particulier de la dispersion du monochromateur. Un déplacement latéral, parallèlement au plan de sortie photographique, de l'analyseur étant possible, il importe de ne pas modifier cette position latérale après l'étalonnage de $\Delta\lambda$ en fonction de λ. Par suite de l'impossibilité de confondre l'axe de l'analyseur et celui du monochromateur $\Delta\lambda$ dépend également, à λ fixé, de la valeur du grandissement γ adoptée.

L'étalonnage $\Delta\lambda = f(\lambda)$ a été effectué à l'aide des raies de lampes spectrales Philips au Mercure, au Néon et à Hélium détectées dans le premier et le second ordre du monochromateur pour toute une

série de valeurs de γ. La figure 1.9 donne un exemple de courbe obtenue.

1.2.5.3.4 Contrôle de la résolution de l'analyseur

La largeur de l'image des raies de lampes spectrales sur le plan d'entrée des fibres, étant même dans le cas le plus défavorable $\gamma = 3$, inférieure à la largeur des bandes de fibres, nous devons obtenir, lorsque la raie est centrée sur une fibre quelconque, un signal nul sur les photomultiplicateurs détectant la lumière des deux bandes adjacentes.

Nous avons ainsi mis au point un montage expérimental permettant une analyse, résolue dans le temps, du spectre émis par un plasma non récurrent. La méthode, si elle nécessite de grandes précautions en particulier pour les étalonnages, reste très souple et très précise.

REFERENCES

[1.1] G. SULTAN, Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay (Sept. 1971).

[1.2] G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, G. CALLEDE, J.L. GODART et G. SULTAN, Rapport interne L.P. 111 (1970).

[1.3] G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, G. CALLEDE, J.L. GODART et G. SULTAN, Rapport interne L.P. 108 (1970).

Fig. 1.1 a

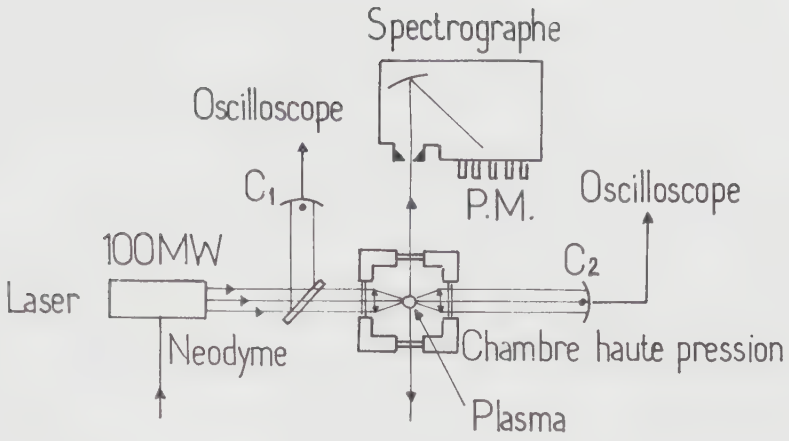


Fig. 1.1 b

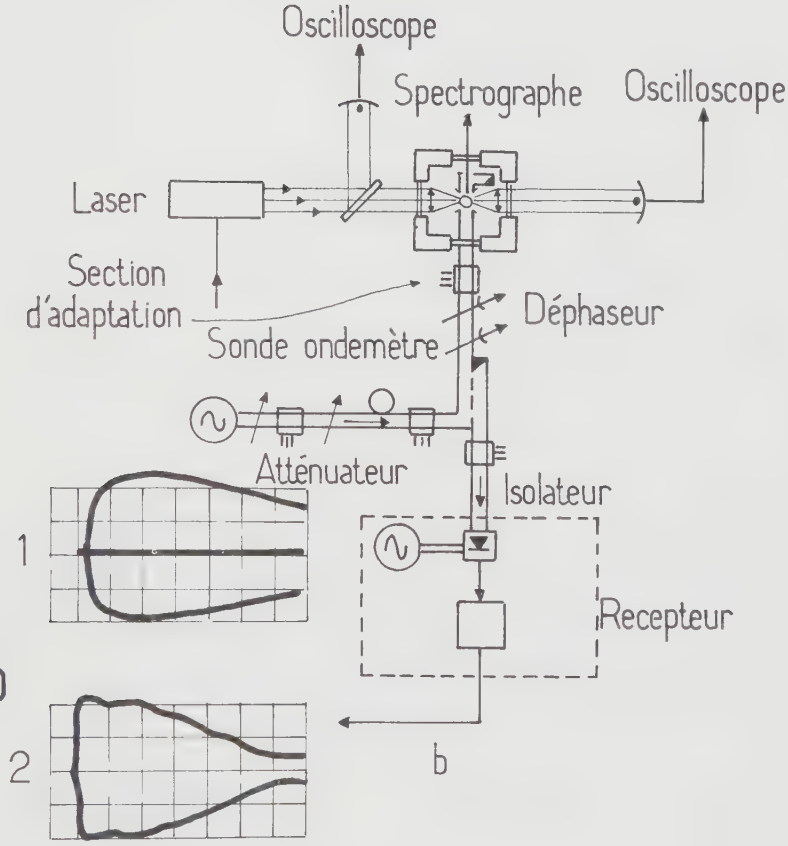


Schéma du dispositif expérimental.

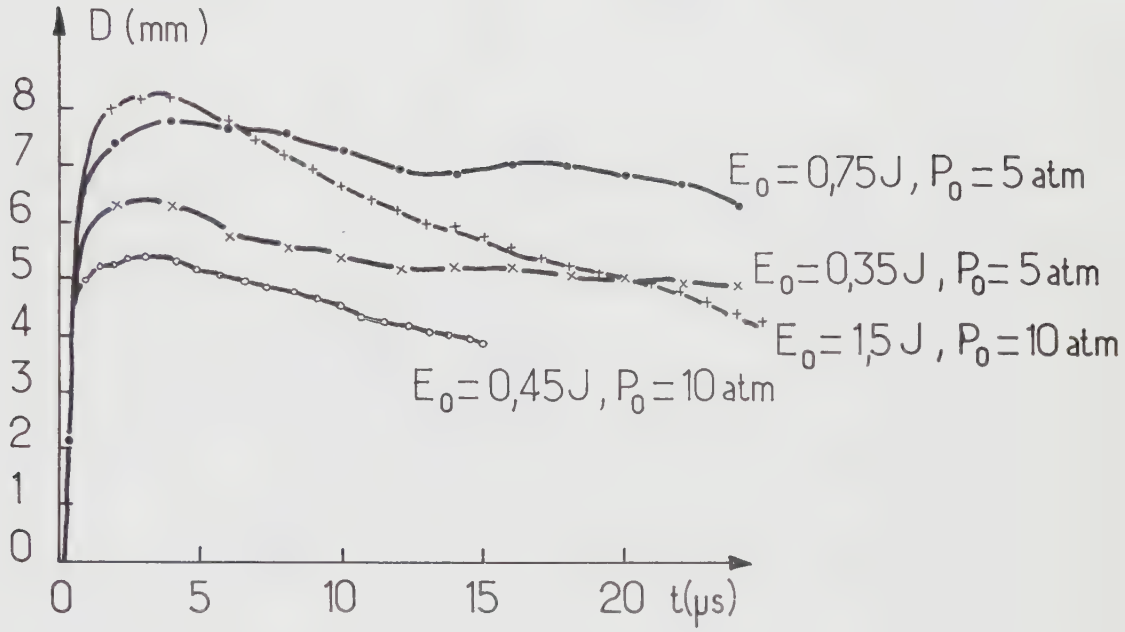


Fig. 1.2 – Evolution du diamètre D de la boule de plasma tracé d'après les oscillogrammes du montage réflectomètre pour différentes énergies absorbées E_o et pour différentes pressions.

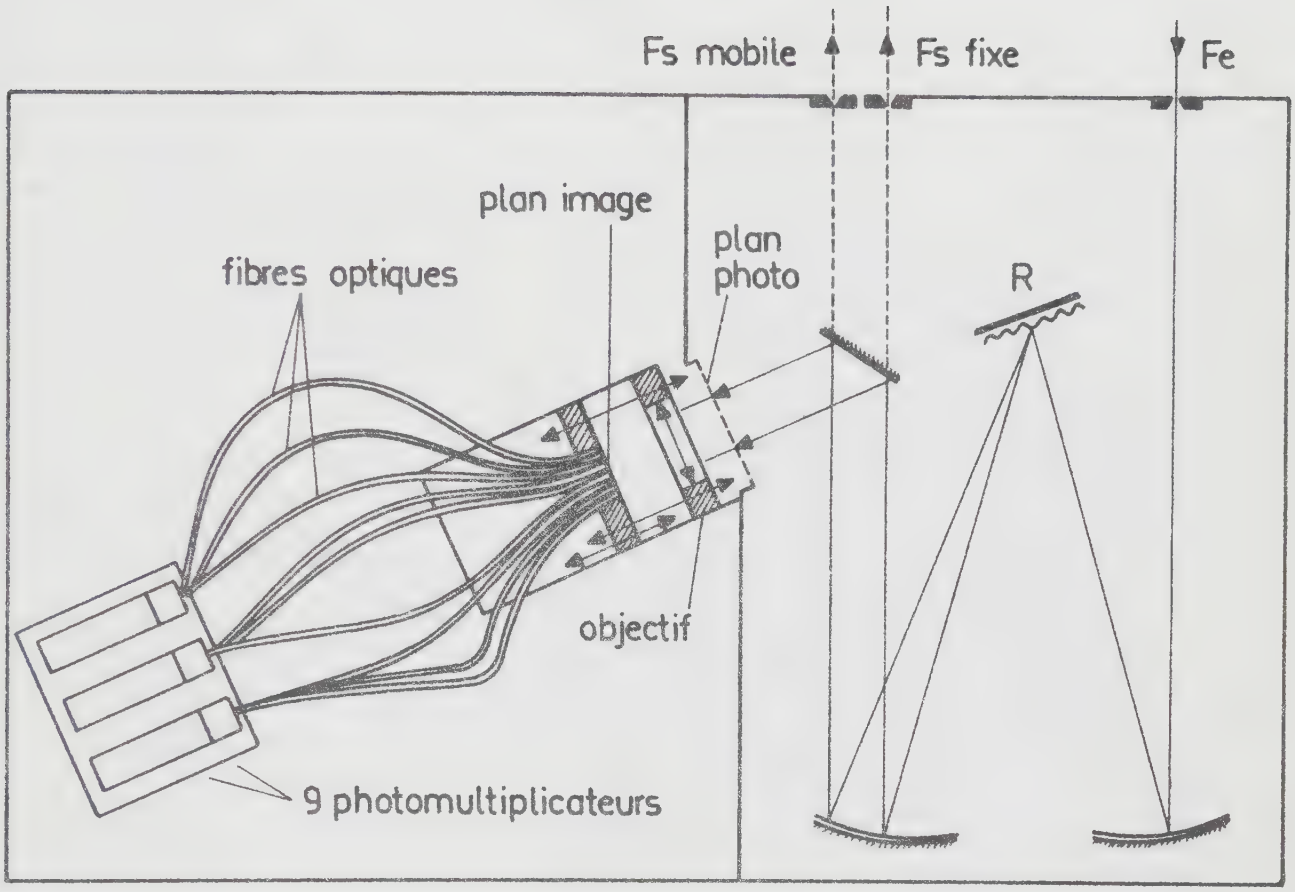


Fig. 1.3 - Schéma du montage spectroscope-analyseur

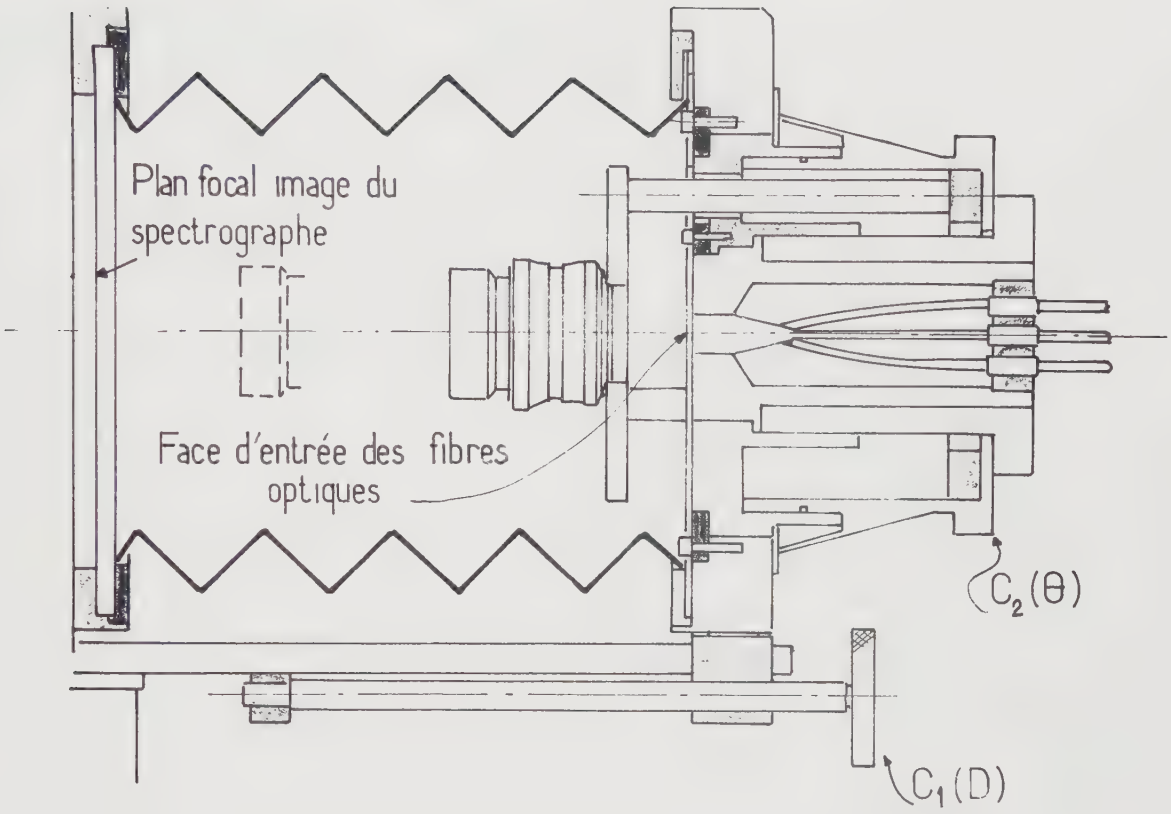


Fig. 1.4 _ Détail de construction de l'analyseur.

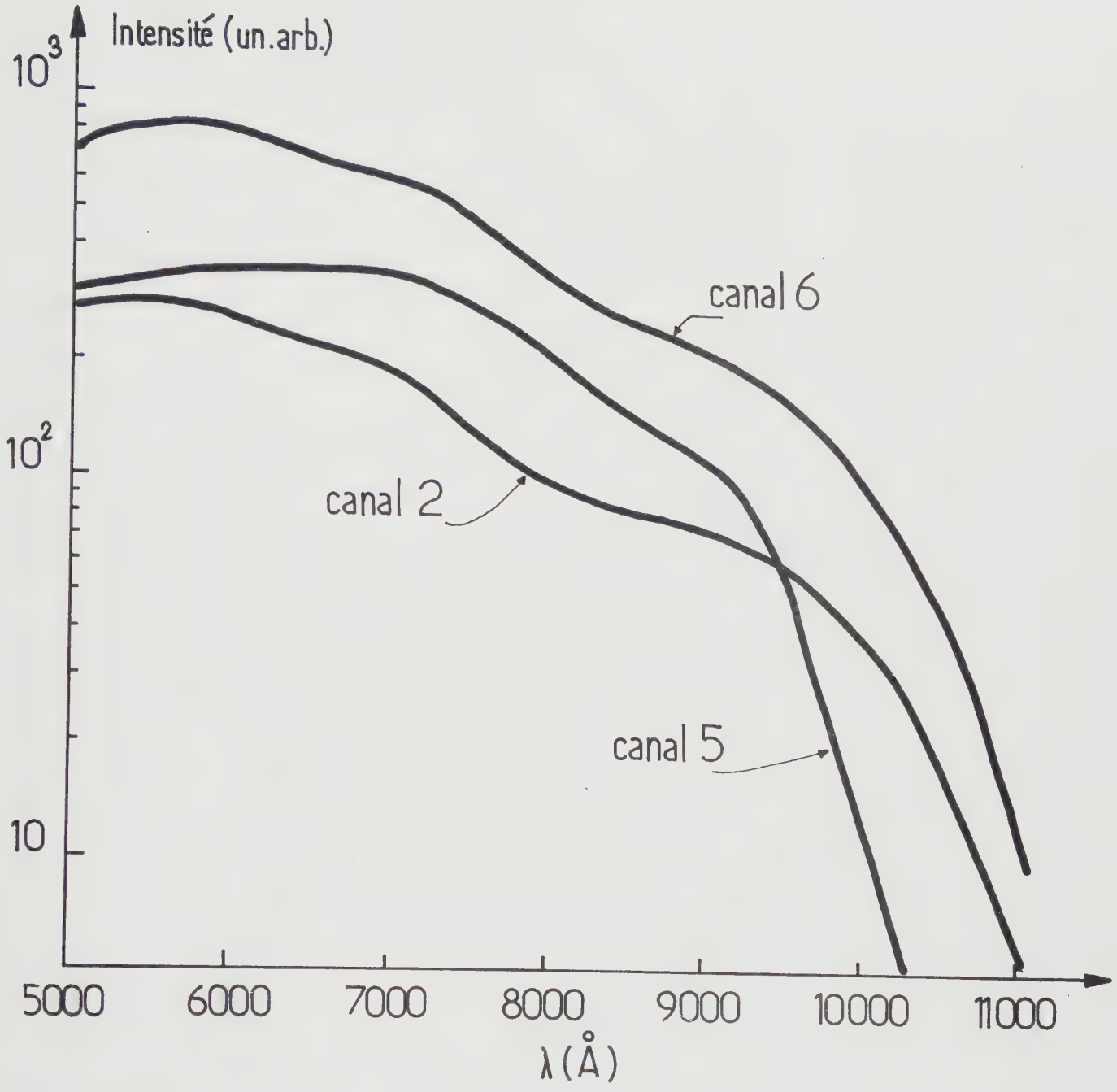


Fig. 1.5 _ Réponses des photomultiplicateurs 150 CVP, à flux incident constant.

Fig .1.6 _

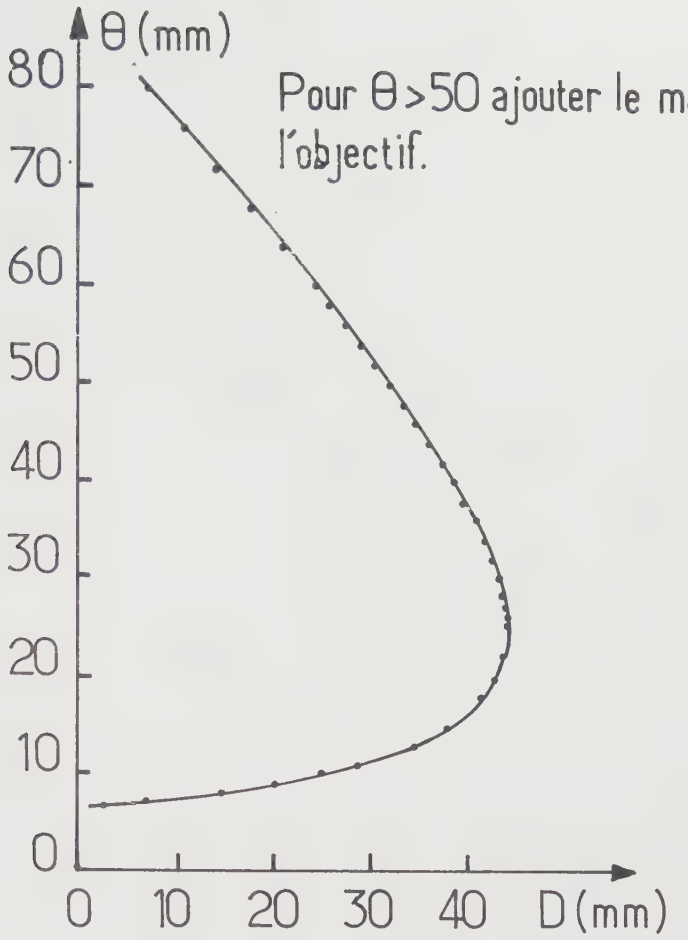
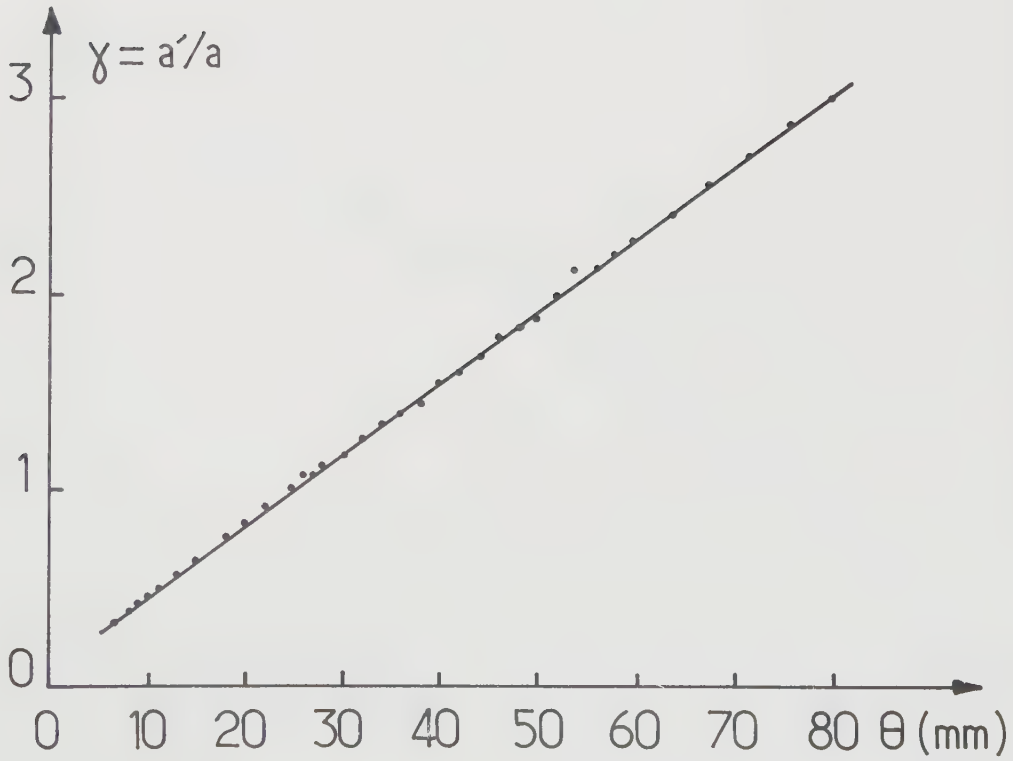


Fig .1.7 _



Courbes d'étalonnage de l'analyseur _

Fig. 1.8 -

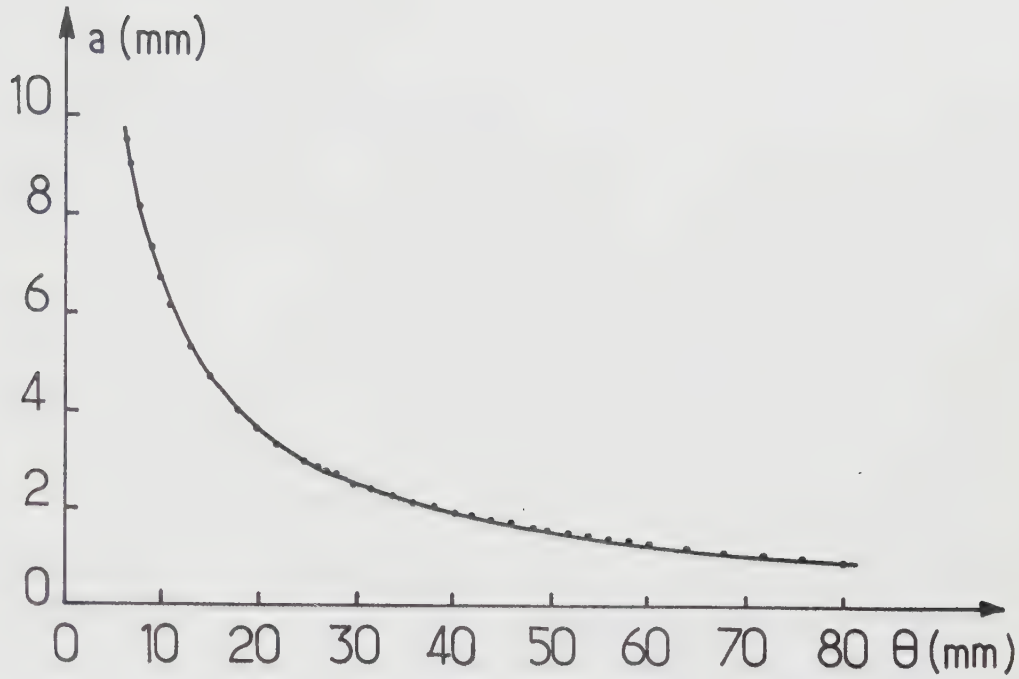
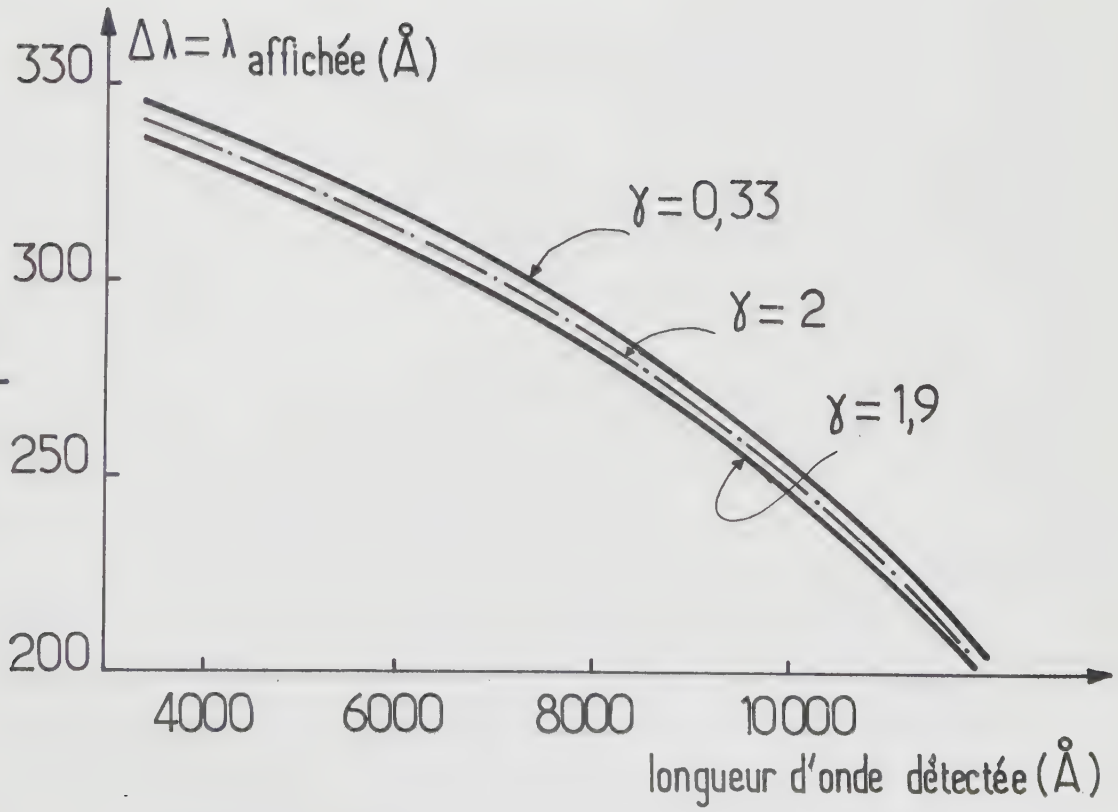


Fig. 1.9 -



Courbes d'étalonnage de l'analyseur.

CHAPITRE 2

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le dispositif expérimental décrit au chapitre précédent nous a permis d'obtenir avec précision les profils des raies émises par le plasma.

Les résultats expérimentaux obtenus sont de deux types :

1. Ceux qui portent sur des raies isolées de HeI et qui peuvent être utilisés en vue d'une détermination des paramètres du plasma : densité et température électroniques - nous ne considèrerons que des valeurs moyennes de ces paramètres pour toute la boule de plasma. Nous pouvons utiliser ces raies pour les diagnostics dans la mesure où l'aspect collectif du plasma influence peu les profils obtenus. Cependant, pour l'exploitation des résultats, nous devrons tenir compte des calculs présentés au chapitre 3.

2. Ceux qui portent sur des raies partiellement dégénérées de HeI. Dans ce cas l'aspect collectif du plasma est plus important ; nous nous bornerons donc à indiquer les résultats obtenus et les vérifications qui ont été effectuées car l'exploitation de ces résultats nécessite une approche théorique sur l'effet Stark dans les plasmas et un certain nombre de calculs sur l'aspect collectif du plasma étudié qui seront respectivement présentés aux chapitres 4 et 5.

Il nous faudra revenir sur tous ces résultats dans une discussion plus approfondie qui sera présentée au chapitre 5.

2.1 - CONDITIONS EXPERIMENTALES DE TRAVAIL

Nous avons cherché à nous placer dans les conditions expérimentales les plus favorables pour l'observation des effets collectifs sur les raies du plasma d'hélium. Ainsi que le montre le diagramme de la figure 2.1 le caractère collectif du plasma se trouve accentué lorsque la densite électronique augmente et la température diminue. Ce résultat sera corroboré par les calculs présentés au chapitre 5 où nous montrerons que, lorsque le plasma peut être considéré comme étant maxwellien,

l'aspect collectif du plasma est d'autant plus important que le nombre n_D d'électrons dans la sphère de Debye est plus petit et nous avons $n_D \alpha T_e^{3/2}/n_e^{1/2}$.

Dans notre expérience nous disposions comme paramètres : de la pression dans l'enceinte d'étude et de l'énergie du faisceau laser incident qui peut être réduite à partir de 3 Joules en interposant des verres neutres atténuateurs.

Après avoir effectué un certain nombre d'expériences à différentes pressions et pour des énergies différentes, en prenant un instant de référence t = 5 µs après le passage du faisceau laser, nous avons conclu que la densité électronique la plus grande était observée pour des pressions d'hélium dans l'enceinte voisines de 2 atm. L'énergie utilisée pour la production du plasma a très peu d'influence sur la densité électronique moyenne obtenue - seul le rayon du plasma varie de façon notable en fonction de l'énergie. En ce qui concerne la température elle diffère très peu, pour de mêmes valeurs de la densité électronique, lorsque nous travaillons à des pressions et des énergies différentes.

Nous avons alors choisi de travailler dans des conditions expérimentales bien déterminées : pression dans l'enceinte d'étude de 2 atmosphères et utilisation de l'énergie totale E du faisceau laser E = 3 Joules - cette dernière condition nous assurant un rayon de plasma maximum.

Il faut noter d'autre part que dans la mesure où nous serons amenés à étudier l'influence de la recombinaison collisionnelle à deux électrons sur les écarts à l'équilibre thermodynamique des électrons nous serons, avec les conditions adoptées, en situation favorable. En effet il a été montré par un travail effectué au sein de notre équipe [2.1] [2.2] à des pressions de quelques atmosphères la recombinaison collisionnelle à deux électrons est prépondérante, la recombinaison du type $He^+ + e + He \rightarrow He(p) + He$ n'intervenant que pour des pressions plus élevées.

2.2 - DETERMINATION DES PARAMETRES DU PLASMA

2.2.1 - Détermination de la densité électronique

2.2.1.1 - Méthode utilisée

La méthode de base employée pour la détermination de la densité électronique du plasma utilisé le fait que dans un plasma dense ($n_e \gtrsim 10^{15} e/cm^3$) les raies spectrales émises par le plasma sont élargies

essentiellement par l'effet Stark qui provient de l'interaction des particules chargées du plasma avec l'atome (ou l'ion) émetteur. Nous avons plus particulièrement utilisé pour ces diagnostics les raies dites isolées - raies pour lesquelles la largeur γ en énergie de la raie est inférieure à la différence d'énergie ΔE_{ij} entre le niveau supérieur i de la raie et le niveau le plus voisin j. En ce qui concerne les transitions du domaine visible, ces raies ont pour niveau supérieur correspondant soit un niveau de nombre quantique n = 3, soit, pour les niveaux supérieurs des niveaux S ou P. Nous avons particulièrement utilisé les raies isolées 3889 Å ($3^3P \rightarrow 2^3S$), 4713 Å ($4^3S \rightarrow 2^3P$), 5015 Å ($3^1P \rightarrow 2^1S$) et 5876 Å ($3^3D \rightarrow 2^3P$) que nous avons représenté sur le diagramme de Grotriau de HeI (figure 2.2).

On montre théoriquement [2.3] que la largeur Stark des raies isolées est donnée par la relation

$$\gamma = \gamma_e + \gamma_i = \gamma_e + \gamma_i' \, (1 - 0{,}75\, r) \qquad (2.1)$$

où γ_e est l'élargissement dû aux électrons

γ_i' est l'élargissement dû aux ions

$r = n_D^{-1/3}$ est caractéristique des corrélations dans le plasma

$$n_D = 0{,}172.10^{10} \, (T_e(eV))^{3/2}/(n_e(cm^{-3})^{1/2} \qquad (2.2)$$

Bien entendu la relation (2.1) ne peut être utilisée que si n_D est nettement supérieur à 1 car l'utilisation d'une telle relation suppose que les interactions binaires sont nettement prépondérantes sur les interactions collectives.

Les paramètres γ_e et γ_i' dépendent essentiellement de la densité électronique, ils sont donnés par Griem [2.3] pour une densité électronique $n_{eo} = 10^{16} e.cm^{-3}$, les valeurs correspondantes étant γ_{eo} et γ_{io}' les valeurs pour une densité n_e quelconques (dans la limite de validité de la théorie) sont données par :

$$\gamma_e = \gamma_{eo} \cdot \frac{n_e}{n_{eo}} \qquad \text{et} \qquad \gamma_i' = \gamma_{io}' \times \left(\frac{n_e}{n_{eo}}\right)^{1/4} \qquad (2.3)$$

La température électronique T_e a peu d'influence sur le paramètre γ_e qui est toujours très supérieur à γ_i, ainsi nous pouvons, sans que cela conduise à une erreur de plus de quelques % sur la détermination de la densité électronique, utiliser les valeurs théoriques de γ_e calculées pour $T_e = 2.10^4$ °K ou 4.10^4 °K.

Les calculs théoriques concernant les élargissements des raies isolées de HeI sont relativement nombreux, nous ne discuterons pas en détail ces résultats, nous indiquerons seulement que les valeurs théoriques d'élargissement dans les mêmes conditions de densité et de température électroniques diffèrent d'un auteur à l'autre de moins de 15 à 20 %. Les écarts trouvés proviennent pour l'essentiel du choix des paramètres de coupure introduit dans les moyennes sur les collisions binaires, de la méthode utilisée pour tenir compte des collisions fortes et de la manière dont il est tenu compte de l'interaction d'un niveau avec les niveaux voisins (en particulier pour les raies 5015 Å et 3889 Å). Nous reviendrons sur ces problèmes au chapitre 4.

Pour les quatre raies isolées que nous avons étudiées nous avons utilisé les résultats théoriques de Griem [2.3], [2.4] et de Brechot et Van Regemorter [2.5], les valeurs correspondantes des largeurs totales à mi-intensité sont données sur la figure 2.3 .

Outre les résultats théoriques, plusieurs résultats expérimentaux ont été publiés sur ces raies qui permettent dans une certaine mesure de procéder à un choix dans les résultats théoriques. Nous avons indiqué pour référence sur la figure 2.3] les valeurs données pour l'élargissement de plusieurs de ces raies à $n_e = 2.10^{16} e.cm^{-3}$ par Botticher et al. [2.6]. D'autre part Greig et al. [2.7] proposent, d'après un travail expérimental dans lequel la densité électronique est déterminée de manière indépendante par l'élargissement de la raie H_β d'hydrogène introduit comme impureté dans un plasma d'hélium, une correction à ceux des résultats de Griem [2.3] les plus couramment utilisés.

La largeur totale observée $\Delta\lambda$ (exprimée en unités de longueur d'onde) résulte, pour une raie donnée, de plusieurs effets :

- l'effet Stark auquel correspond l'élargissement $\Delta\lambda_s$
- l'effet Doppler : la largeur Doppler à mi-intensité est

$$\Delta\lambda_D = \frac{2\lambda_o}{C}\left(\frac{2kT}{M}\ell n2\right)^{1/2} \qquad (2.4)$$

où λ_o est la longueur d'onde centrale de la raie

T et M sont respectivement la température et la masse de l'atome émetteur

- l'élargissement d'appareil qui est purement expérimental : dans nos conditions de travail la largeur correspondante est $\Delta\lambda_A \simeq 0{,}4$ Å

L'élargissement naturel de la raie est ici négligeable devant les trois effets précédents.

Le profil Doppler est gaussien et le profil d'appareil peut être approximé par une gaussienne dans sa partie centrale, le profil qui en résulte est donc sensiblement gaussien et de largeur

$$\Delta\lambda_G = (\Delta\lambda_D^{\,2} + \Delta\lambda_A^{\,2})^{1/2} \qquad (2.5)$$

Le profil Stark pour une raie isolée est de forme sensiblement lorentzienne.

Dans nos conditions expérimentales, par exemple pour T = 4 eV et pour la raie $\lambda_o = 5875$ Å de HeI nous avons : $\Delta\lambda_D = 0{,}450$ Å et $\Delta\lambda_G \simeq 0{,}6$ Å, la largeur $\Delta\lambda$ observée est, pour les instants considérés dans la post-décharge, toujours supérieure ($\Delta\lambda \gtrsim 2$ Å) ; il suffit alors, pour déterminer $\Delta\lambda_s$, de déconvoluer du profil observé l'élargissement Doppler et l'élargissement d'appareil, des calculs présentés par Wiese [2.8] donnent en fonction de $\Delta\lambda_G/\Delta\lambda$ les valeurs du rapport $\Delta\lambda_s/\Delta\lambda$, ces valeurs sont reproduites dans le tableau 2.1.

TABLEAU 2.1

$\Delta\lambda_G/\Delta\lambda$	0	0,083	0,162	0,235	0,301	0,327	0,359	0,441	0,494	0,559
$\Delta\lambda_s/\Delta\lambda$	1	0,993	0,972	0,941	0,904	0,886	0,863	0,794	0,742	0,672

Nous voyons sur ce tableau que si $\Delta\lambda_G/\Delta\lambda \lesssim 1/10$, la largeur Stark $\Delta\lambda_s$ est pratiquement la largeur observée $\Delta\lambda$, mais pour des rapports $\Delta\lambda_G/\Delta\lambda$ plus grands il est nécessaire de faire une correction.

2.2.1.2 - Résultats

Les figures 2.4 et 2.5 représentent les profils observés de la raie 5015 Å pour une pression P = 2 atm dans l'enceinte, la première de ces deux figures correspond à un grandissement de l'analyseur de 1,03, la seconde à un grandissement de 3 et donc à une bande spectrale d'analyse plus étroite et mieux adaptée à l'étude du profil de la raie à des instants plus éloignés de la post-décharge.

La figure 2.6 donne les profils de la raie 3889 Å pour une même pression de 2 atm. Cette raie, moins élargie que la précédente, permet la détermination de la densité électronique essentiellement dans les temps courts.

Nous donnons sur les figures 2.7 et 2.8 les profils observés respectivement pour les raies 5015 Å et 5875 Å pour une pression dans l'enceinte légèrement différente P = 2,3 atm. Nous avons représenté sur la figure 2.8 les signaux correspondant à chaque bande de fibres optiques.

La raie 5875 Å subit une absorption notable dans les temps courts ($t \lesssim 12$ µs) nous avons représenté sur la figure 2.8 en traits interrompus, le profil probable, corrigé de l'absorption, au centre de la raie.

Tous les profils observés présentent une dissymétrie importante dans les temps courts, cette dissymétrie diminue pour des temps plus longs. Ce phénomène s'explique à la fois par les gradients de densité et de température à l'intérieur du plasma ; il provient de la variation du déplacement d'une raie isolée avec la densité et la température électroniques. Il s'en suit que les déterminations de densités et de températures correspondent à des valeurs moyennes de ces paramètres sur tout le volume "lumineux" du plasma.

L'absorption relativement importante observée sur la raie 5875 Å dans les temps courts introduit une imprécision sur la largeur $\Delta\lambda$ de cette raie, aussi pour les déterminations de densités électroniques nous avons essentiellement utilisé les raies 5015 Å et 3889 Å. Nous avons reporté sur la figure 2.9a les valeurs de la densité électronique moyenne obtenues pour P = 2 atm, après déduction de la largeur Doppler et de la largeur d'appareil, par comparaison des largeurs de raies trouvées expérimentalement aux largeurs données par la figure 2.3. Nous constatons que

les valeurs obtenues par les deux raies 5015 Å et 3889 Å sont très voisines à la condition d'utiliser les résultats de Greig et al. [2.7]. Il nous semble d'autant préférable d'utiliser ces résultats qu'ils recoupent les résultats donnés par d'autres auteurs [2.5][2.6].

Nous avons reporté sur la figure 2.9b les valeurs de la densité électronique obtenue à l'aide des raies 5015 Å et 5875 Å dans le cas d'une pression dans l'enceinte P = 2,3 atm. Nous constatons que la densité est plus faible aux temps courts que pour P = 2 atm.

En conclusion indiquons donc que la méthode employée pour la détermination de la densité électronique est très précise à la condition d'utiliser comme valeurs de référence pour les élargissements les résultats qui ont été publiés le plus récemment.

2.2.2 - Détermination de la température

2.2.2.1 - Méthode utilisée

La détermination de la température d'un plasma à l'aide de diagnostics spectroscopiques nécessite la connaissance de l'état d'équilibre du plasma ; en particulier si ces diagnostics portent sur les intensités des raies nous devons savoir quel type d'équilibre régit les populations des niveaux supérieurs des transitions considérées (par ex. équilibre coronal : équilibre entre les collisions inélastiques et les transitions spontanées ou E.T.L. : loi de Boltzmann valable pour les niveaux considérés). Si les diagnostics portent également sur le rayonnement continu de recombinaison il nous faut déterminer les densités respectives des deux espèces d'ions $He^{+}(n_{+})$ et $He^{++}(n_{++})$. Notons aussi que si les diagnostics portent sur les raies émises par He^{+} il s'avère également nécessaire de chiffrer la densité n_{++}. Les problèmes relatifs à l'état d'équilibre du plasma, aux populations des différents niveaux et aux densités des deux espèces d'ions sont résolus au chapitre 3. Mais indiquons dès à présent les résultats qui sont nécessaires ici :

- les niveaux de HeI autres que le niveau fondamental sont à l'E.T.L. dans les conditions de notre expérience ;

- la densité d'ions He^{++} ne peut être déterminée à l'aide de la loi de Saha, elle est toujours inférieure à la densité que donnerait cette loi.

Parmi les méthodes spectroscopiques utilisables nous avons choisi celle qui utilise le rapport de l'intensité d'une raie à l'in-

tensité du continu pris au voisinage de cette raie sur une bande spectrale de largeur fixée. A l'aide des résultats du chapitre 3 on peut prévoir avec une bonne précision, en fonction de la densité électronique et de la température, la valeur de ce rapport.

Pour des températures électroniques de quelques électrons-volts il est très délicat d'utiliser le rapport d'intensités de deux raies de HeI en raison du faible écart d'énergie entre les niveaux supérieurs des raies de HeI suffisamment intenses du domaine visible (voir figure [illegible]).

D'autre part la méthode qui consiste à étudier le rapport d'intensité d'une raie de HeII (essentiellement la raie Paschen α, $\lambda = 4686$ Å) à l'intensité d'une raie de HeI est très difficilement utilisable pour une température inférieure à $3{,}5.10^4$ °K.

Afin d'utiliser le rapport d'intensité d'une raie de HeI au continu nous avons dû calculer le rayonnement continu au voisinage de quelques raies, des calculs ont été effectués par Griem [2.3] mais ils ne sont utilisables que pour $T_e \leq 3.10^4$ °K. Nous avons supposé que dans le domaine visible le rayonnement continu observé est uniquement du rayonnement de recombinaison, en effet le rayonnement de freinage (Bremstrahlung) n'intervient de manière appréciable que dans l'infra-rouge. Ce rayonnement de recombinaison provient de deux types de réaction :

$$He^{++} + e \longrightarrow He^{+}(j) + h\nu \qquad (2.6)$$

$$He^{+} + e \longrightarrow He\ (i) + h\nu \qquad (2.7)$$

Griem [2.3] ne tient compte que de la seconde ce qui est justifié pour $T_e < 3.10^4$ °K mais à plus forte température il est nécessaire de tenir compte de la première.

Si nous supposons que la fonction de distribution des vitesses électroniques est maxwellienne l'émissivité "continue" du plasma peut s'écrire :

$$\varepsilon_{\nu,c} = C_1 \frac{h^4}{c^2} n_e (2\pi m k T_e)^{-3/2} \{ n_+ \exp\left(\frac{\chi_1 - h\nu}{kT_e}\right) \sum_{\substack{i \\ \nu_i^s < \nu}} \frac{Z_{ef}^{i\,4}}{n^5} \frac{g_i}{g_{+,1}} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right)$$

$$+ n_{++} \exp\left(\frac{\chi_1^{+} - h\nu}{kT_e}\right) \sum_{\substack{j \\ \nu_j^s < \nu}} \frac{Z^4}{j^5} g_{+,j} \exp\left(-\frac{E_j^{+}}{kT_e}\right) . G_j(\nu) \} \qquad (2.8)$$

le premier terme de cette expression correspond aux réactions (2.7), il sera explicité au chapitre 3 (paragraphe 3.1.3.2.1), le second terme correspond aux réactions (2.6) il est analogue au terme précédent, nous avons ici Z = 2 et $G_j(\nu)$ représente un facteur de Gaunt pour le niveau de nombre quantique principal j donné par Karzas et Latter [2.9].

A propos de la relation (2.8) donnant $\varepsilon_{\nu,c}$ faisons deux remarques :

1. Nous trouverons au chapitre 5 que la fonction de distribution des vitesses électroniques peut présenter un écart à la maxwellienne pour les grandes énergies ($E \gtrsim \chi_1$ où χ_1 est l'énergie d'ionisation du niveau fondamental de HeI). Ce fait n'intervient pas ici car à ces électrons de grandes énergies correspond un rayonnement de recombinaison émis dans l'ultra-violet lointain - le rayonnement émis dans le visible ne peut être émis que par la recombinaison d'électrons peu énergétiques.

2. Le rayonnement continu émis par recombinaison sur le niveau fondamental de HeI est également situé dans l'ultra-violet lointain et celui émis par recombinaison des niveaux à nombre quantique principal n = 2 de HeI est situé à des longueurs d'onde inférieures à λ_o = 3680 Å. Les longueurs d'onde utilisées pour le calcul de $\varepsilon_{\nu,c}$ étant toutes supérieures à λ_o, les niveaux i considérés dans la sommation de (2.8) pour la recombinaison de HeI correspondent à $n \geq 3$ et l'approximation qui est faite implicitement pour les sections efficaces de recombinaison radiative (voir paragraphe 3.1.3.1.2) est très justifiée ici.

Nous avons calculé l'intégrale I_c du rayonnement continu émis par le plasma entre ν_2 et ν_1 correspondant à $\lambda_1 = \lambda - 50$ Å et $\lambda_2 = \lambda + 50$ Å où λ est la longueur d'onde centrale de la raie considérée. Nous avons effectué ce calcul pour quatre raies : λ = 5875 Å, λ = 5015 Å, λ = 4922 Å et λ = 4471 Å. Nous avons ensuite calculé l'intensité I_R de chacune de ces raies sachant que les niveaux supérieurs de chacune de ces raies sont en E.T.L. partiel avec les électrons libres.

Les valeurs du rapport I_R/I_c en fonction de la température T_e sont reportées sur la figure 2.10 . Le fait que nous ayons, pour chacune des raies et aux températures élevées, trois courbes différentes pour $n_e = 10^{16}$ e.cm^{-3}, $n_e = 10^{17}$ e.cm^{-3} et $n_e = 10^{18}$ e.cm^{-3} provient de valeurs différentes du rapport n_{++}/n_e dans ces trois cas.

2.2.2.2 - Résultats

Nous avons déterminé les valeurs de la température électronique à l'aide des trois raies 5015 Å, 4922 Å et 4471 Å. Ces trois raies subissant un élargissement relativement important ; le rayonnement de la raie se répartit sur une large bande spectrale, l'avantage en est que, pour chaque bande spectrale $\Delta\lambda$, le rapport de l'émission de la raie dans cette bande à l'émission continue pour la même bande est plus petit et l'incertitude sur la mesure du continu - cette incertitude est la source la plus importante d'erreur pour la détermination de la température - s'en trouve réduite.

Par contre les élargissements importants pour ces trois raies imposent une étude des profils sur une bande spectrale large de manière à ne pas inclure dans l'émission continue le rayonnement correspondant aux ailes de la raie.

La raie 5875 Å n'a pas été utilisée pour la détermination de la température car les intensités du continu au voisinage de la raie sont trop faibles relativement aux intensités de la raie - la raison en est que, d'une part, cette raie est plus intense que les précédentes et que, d'autre part, son élargissement est plus faible (à densité électronique égale).

Les valeurs de la température électronique obtenues à différents instants sont données sur la figure 2.11 . Nous constatons que :

1. Les valeurs obtenues par les trois raies s'écartent peu les unes des autres et nous donnent une précision satisfaisante.

2. La température est relativement constante entre les instants t = 3 µs et t ≃ 6 µs alors que nous nous serions plutôt attendu à trouver une décroissance monotone de T_e au cours du temps. Le résultat obtenu peut s'expliquer par une compression du plasma qui suit la phase initiale d'expansion rapide [2.1].

2.3 - ETUDE DES RAIES PARTIELLEMENT DEGENEREES

L'étude de ces raies a été entreprise afin de mettre en évidence le couplage entre les ondes longitudinales de plasma (de fréquences voisines de ω_p) et les ondes transverses associées au rayonnemnt

dipolaire émis par les atomes excités du plasma. Ce couplage doit se traduire par l'émission de raies satellites de transitions interdites : nous devons observer deux raies (les satellites) dont l'écart en longueur d'onde $\Delta\lambda_s$ par rapport à la raie interdite associée doit correspondre à $\nu_p = \frac{\omega_p}{2\pi}$. La fréquence ν_p étant donnée par

$$\nu_p = \left(\frac{n_e e^2}{\pi m_e}\right)^{1/2} = 9.10^3 \, n_e^{1/2} \qquad (2.9)$$

pour une valeur typique de la densité $n_e = 10^{17} e.cm^{-3}$, nous avons $\nu_p = 2{,}85.10^{12}$ HZ ce qui correspond à $\sigma_p = 95\ cm^{-1}$; si nous cherchons à observer les raies satellites, par exemple à partir de la raie 4922 Å (transition $4^1D \rightarrow 2^1P$ de HeI), la transition interdite voisine correspondante étant $4^1F \rightarrow 2^1P$, l'écart $\Delta\lambda_s$, pour cette valeur de densité doit être $\Delta\lambda_s = \lambda_o^2 . \sigma_p \simeq 23$ Å. Nous devons étudier la raie à partir desquelles nous cherchons à observer les satellites sur une bande spectrale très large.

Un autre intérêt de l'étude des raies partiellement dégénérées réside dans le fait que ces raies constituent un banc d'essai sévère pour les hypothèses qui sont faites dans les différentes théories d'élargissement de raies (voir chapitre 4).

Citons par exemple les problèmes posés par : 1. l'utilisation de l'approximation quasi-statique pour les ions pour tout le profil des raies y compris au centre de ces raies où le mouvement des ions peut jouer un rôle important [2.5]. 2. la façon dont sont introduites les coupures dans les intégrations sur les paramètres d'impact des collisions (calcul de la contribution des collisions électroniques à l'élargissement des raies) : toute limite supérieure sur les paramètres d'impact qui est de l'ordre de la longueur de Debye λ_D élimine d'emblée l'influence des effets collectifs.

2.3.1 - Profils expérimentaux des raies 4471,6 Å et 4921,9 Å de HeI

Nous avons étudié deux raies partiellement dégénérées 4471,6 Å et 4921,9 Å qui correspondent respectivement aux transitions permises $4^3D \rightarrow 2^3P$ et $4^1D \rightarrow 2^1P$ de HeI. Pour chacune de ces raies apparaissent deux transitions interdites : $4^3F \rightarrow 2^3P$ et $4^3P \rightarrow 2^3P$ au voisinage de la raie 4471,6 Å et $4^1F \rightarrow 2^1P$ et $4^1P \rightarrow 2^1P$ au voisinage de la raie 4921,9 Å. L'étude expérimentale des profils résultants a été effectuée sur un intervalle spectral d'environ 70 Å de part et d'autre de la fréquence centrale.

A l'aide du montage décrit au chapitre 1, nous avons, en choisissant un intervalle spectral d'étude d'environ 80 Å, commencé par déterminer une "allure" générale du profil de chacune de ces deux raies. Ensuite le profil a été étudié par parties en réduisant l'intervalle spectral d'étude à environ 30 Å. Cette phase de notre travail a été facilitée par la bonne reproductibilité à la fois des caractéristiques (densité et température électroniques) du plasma et de son émission lumineuse aux différents instants de la post-décharge.

Notons que cette reproductibilité a pu être assurée par l'utilisation du laser au Néodyme décrit au chapitre 1 qui délivre une énergie constante avec une forme d'impulsion identique d'un tir sur l'autre. Dans un travail précédent [2.10] pour lequel nous avions un laser à rubis peu répétitif nous avions dû procéder à une statistique pour l'émission du plasma, les premiers résultats obtenus, bien que peu précis, nous avaient cependant permis de mettre en évidence la possibilité d'observer sur un plasma d'hélium des raies satellites de transitions interdites.

Nous donnons sur la figure 2.12 le spectre de la raie 4471,5 Å observé à différents instants de la post-décharge. Nous avons indiqué sur cette figure les positions - de la composante permise $4^3D \rightarrow 2^3P$ - des deux composantes interdites $4^3F \rightarrow 2^3P$ et $4^3P \rightarrow 2^3P$ - du satellite "bleu" (noté S_+). Sur la figure 2.13 est représenté la partie centrale de la même raie obtenue en réduisant encore l'intervalle spectral d'analyse défini par l'analyseur. L'utilisation d'une telle bande d'analyse permet d'obtenir le profil de la raie à des instants plus éloignés dans la post-décharge et la comparaison avec les profils obtenus pour cette raie par différents auteurs [2.11] à [2.14] pour des densités électroniques plus faibles.

Nous donnons sur la figure 2.14 le spectre de la raie 4921,9 Å. Nous indiquons sur cette figure les positions - de la composante permise $4^1D \rightarrow 2^1P$ - des deux composantes interdites $4^1F \rightarrow 2^1P$ et $4^1P \rightarrow 2^1P$ - des deux satellites "bleu" et "rouge" notés S_+ et S_- respectivement. Nous donnons sur la figure 2.15 la partie centrale de la raie 4921,9 Å.

Vérifications effectuées

1. Nous nous sommes assurés que l'absorption des deux raies étudiées ici est négligeable pour les instants considérés dans la post-décharge. L'expérience simple qui a été effectuée a consisté à disposer, à l'extérieur de l'enceinte d'étude, près du hublot arrière situé suivant l'axe d'observation du plasma,

un miroir-plan (nous rappelons que sur les hublots qui permettent l'observation spectroscopique du plasma sont accolées des lentilles minces dont le foyer est situé à l'endroit où est créé le plasma). La lumière émise par le plasma est réfléchie par le miroir-plan, elle traverse à nouveau le plasma et arrive au monochromateur, elle est alors superposée à la lumière qui serait observée en l'absence de miroir arrière.

Les rapports des signaux lumineux observés avec et sans miroir sont, pour les différentes longueurs d'onde correspondant aux régions spectrales d'étude des deux raies et pour les différents instants dans la post-décharge, toujours très voisins de 1,75. Ce résultat nous permet d'affirmer que ces deux raies ne subissent pas d'absorption notable, il confirme les résultats des calculs effectués au chapitre 3 - l'écart de la valeur 1,75 trouvée à la valeur 2 s'expliquant par les pertes de lumière dans la traversée du hublot et la réflexion sur le miroir.

2. On pourrait suggérer d'interprèter les profils observés pour les deux raies 4471,6 Å et 4921,9 Å par les gradients de densité existant dans le plasma : les profils observés résultant de la superposition de l'émission de régions du plasma où la densité électronique est très différente, il en résulterait pour les raies permise et interdites émises par chacune de ces régions des déplacements très différents. Nous avons éliminé la possibilité d'une telle interprètation en enregistrant séparément l'émission lumineuse de la région périphérique du plasma - sur une image intermédiaire du disque de plasma étudié nous avons masqué la zone centrale correspondant à une occultation d'environ 1,5 mm sur le diamètre du plasma.

Nous avons représenté sur la figure 2.16 , pour une même sensibilité de détection de la lumière émise, le spectre de la raie 4471,5 Å observé, au voisinage du centre de la raie, avec et sans cache, à l'instant t = 3 µs. Nous constatons que les deux profils obtenus sont identiques : les positions des maxima de la raie permise $4^3P \rightarrow 2^3P$ et la raie interdite $4^3F \rightarrow 2^3P$ sont sensiblement les mêmes, les largeurs à mi-intensité pour l'un et l'autre profil sont également sensiblement égales - ce qui indique que les gradiants de densité sont faibles pour la partie du plasma qui émet la lumière.

D'autre part le rapport de l'intensité de la raie à l'intensité du continu est plus élevée pour la partie extérieure du plasma ce qui indique que la température est plus faible en bordure qu'au coeur du plasma.

Nous concluons donc, qu'en aucun cas, les formes des profils observés ne peuvent s'expliquer par des gradients de densité à l'intérieur du plasma.

2.3.2 - Interprètation pour les raies satellites des transitions $4^3F \rightarrow 2^3P$ et $4^1F \rightarrow 2^1P$

Nous nous proposons ici de donner quelques éléments importants pour l'interprètation des raies satellites observées dans les profils des raies 4471,6 Å et 4921,9 Å, nous intéressons ici : 1 % à la position des satellites, 2 % à leur intensité. Après avoir exposé aux chapitres 3 et 5 les calculs que nous avons effectués, nous nous proposons d'approfondir cette interprètation au chapitre 5.

2.3.2.1 - Position des satellites

Les raies satellites observées résultent d'une transition en deux étapes :

1. Un plasmon d'énergie $\hbar\omega$ (avec $\omega \simeq \omega_p$) est émis ou absorbé par un atome excité (dans le cas étudié ici, le niveau 4^3F ou le niveau 4^1F).

2. Les satellites observés correspondent à la transition radiative de l'état virtuel intermédiaire vers un niveau d'énergie plus basse (respectivement les niveaux 2^3P et 2^1P).

Pour plus de détails nous demandons au lecteur de se reporter au chapitre 5.

Cependant une remarque préliminaire doit être faite : Nous montrerons au chapitre 5 que ces satellites sont d'autant plus faciles à observer que le niveau virtuel intermédiaire est proche d'un niveau réel de l'atome pouvant donner lieu à une transition dipolaire permise (les deux niveaux "permis" sont ici respectivement les niveaux 4^3D et 4^1D) - se reporter aux relations (5.1) et (5.3) pour lesquelles la fréquence ω_{ij} considérée est la fréquence (infra-rouge) de la transition $4^3F \rightarrow 4^3D$ ou de la transition $4^1F \rightarrow 4^1D$. Cependant si les fréquences ω_{ij} et ω considérées sont égales, les expressions (5.1) et (5.3) divergent si l'on s'intéresse au satellite le plus voisin de la raie permise. En fait dans le cas où $\omega_{ij} = \omega$ la transition "virtuelle" (émission d'un plasmon par l'atome dans notre cas) devient une transition dipolaire réelle et il n'apparait pas de satellite. Dans la mesure où, d'une part, les deux niveaux "permis" et "interdit" sont élargis par effet Stark et où, d'autre part, la fréquence ω pourra varier dans une

bande de fréquence voisine de ω_p, si la condition $\omega_{ij} \simeq \omega_p$ est satisfaite celui des deux satellites qui correspond à la résonance n'apparait plus ou n'apparaîtra que très partiellement. Dans notre expérience nous verrons que, pour une partie au moins du satellite rouge de l'une et l'autre raies étudiées, cette condition de résonance $\omega_{ij} \simeq \omega_p$ est satisfaite.

Si les raies satellites observées correspondent à un couplage d'ondes longitudinales de plasma et d'ondes transverses associées à la transition interdite, les satellites observés doivent être distants, en longueur d'onde, de

$$\Delta\lambda_s \simeq \lambda_o^2 \frac{\omega_p}{c} \qquad (2.10)$$

de la raie interdite.

Une première vérification concernant les satellites doit donc porter sur la valeur $(\Delta\lambda_s)_{exp}$ obtenue expérimentalement comparée à la valeur prévue $\Delta\lambda_s$ donnée par la relation (2.10). Deux cas se présentent :

a) Un seul des satellites apparait (cas correspondant à la remarque qui précède) nous devons alors comparer les positions en longueur d'onde de la raie satellite et de la composante interdite. Ce cas est celui de la raie 4471,6 Å.

Nous donnons dans le tableau 2.2 les valeurs de $\Delta\lambda_s$ prévues (données par la relation (2.10) compte-tenu des déterminations de densité électronique effectuées de manière indépendante à l'aide de l'élargissement de raies isolées) et les valeurs $(\Delta\lambda_s)_{exp}$ pour différents instants de la post-décharge.

Notons que les valeurs de $(\Delta\lambda_s)_{exp}$ comportent une légère incertitude dans la mesure où il est difficile d'apprécier très exactement les maxima d'intensité de la composante interdite $4^3F \rightarrow 2^3P$ (les profils observés résultent de la convolution des profils des composantes permise et interdite) - du satellite bleu (qui apparait sur l'aile de la composante interdite $4^3F \rightarrow 2^3P$).

Nous constatons dans le tableau ci-après le bon accord entre les positions du satellite bleu de la transition $4^3F \rightarrow 2^3P$ prévue et trouvée expérimentalement.

TABLEAU 2.2 Ecarts $\Delta\lambda_s$ (prévus et expérimentaux) des positions du satellite bleu et de la composante interdite $4^3F \rightarrow 2^3P$ pour la raie 4471,6 Å de HeI.

temps (µs)	3	4	5	6	7	8	10
$\Delta\lambda_s$ prévu (en Å)	24,37	22,60	21,63	20,78	20,08	19,44	18,29
$(\Delta\lambda_s)_{exp}$ (en Å)	25,70	23,30	23	22,70	21,65	20,85	19,80

Notons que la raie qui apparait, à t = 3 µs, entre la raie permise $4^3D \rightarrow 2^3P$ et la raie interdite $4^3P \rightarrow 2^3P$ peut s'interprèter comme étant le satellite bleu de la transition $4^3P \rightarrow 2^3P$. Cette raie n'est plus visible aux instants postérieurs à t = 3 µs.

b) Les deux satellites d'une même transition interdite apparaissent (cas où aucun des deux niveaux virtuels intermédiaires n'est confondu avec le niveau "permis"). Ce cas est celui de la raie 4921,9 Å. Si nous désignons par $\Delta\lambda_t$ l'écart en longueur d'onde de ces deux satellites, $\Delta\lambda_t$ doit correspondre à $2(\Delta\lambda_s)$ prévu.

Nous donnons dans le tableau 2.3 les valeurs de $\Delta\lambda_t/2$ et de $(\Delta\lambda_s)$ prévu pour les deux satellites de la transition $4^1F \rightarrow 2^1P$.

TABLEAU 2.3 Comparaison des demi-écarts prévus et expérimentaux des deux satellites de la transition $4^1F \rightarrow 2^1P$ pour la raie 4921,9 Å de HeI.

temps (µs)	3	4	5	6	7	8	10
$(\Delta\lambda_s)$prévu(en Å)	29,56	27,37	26,25	25,20	24,39	23,58	22,13
$(\Delta\lambda_t/2)_{exp}$ (en Å)	36,12	29,66	29,25	27,60	27,27	25,82	24,09

Dans ce tableau nous constatons également un bon accord entre les écarts prévus et les écarts expérimentaux entre les deux satellites.

En remarquant :

- que les positions des satellites observés pour les deux raies étudiées correspondent, à chaque instant de la post-décharge, à une fréquence exci-

tatrice très voisine de la fréquence plasma ω_p,

- que ces satellites correspondent à des transitions à partir de niveaux situés en énergie à $\pm \hbar\omega \simeq \pm \hbar\omega_p$ d'un niveau "interdit",

nous en concluons que les satellites observés résultent du couplage entre les ondes électrostatiques de plasma (ondes longitudinales) et les ondes transverses associées à une transition dipolaire atomique interdite.

2.3.2.2 - Intensité des satellites

Nous verrons au chapitre 5 qu'on peut prévoir la valeur du rapport $S_\pm$ de l'intensité des satellites à l'intensité totale de la raie. Ce rapport, qui s'exprime ici en fonction du rapport ε de la densité d'énergie des modes électrostatiques de plasma à la densité d'énergie cinétique totale du plasma, est donné par la relation (relation (5.57) du chapitre 5) :

$$S_\pm = \varepsilon \frac{m a_o^2 R_{\ell\ell'}}{2 \hbar^2 \alpha_\pm^2} \cdot kT_e \qquad (2.11)$$

où a_o est le rayon de la première orbite de Bohr.

$\alpha_\pm = (\omega_{ij} \pm \omega_p)/\omega_p$, avec ω_{ij} fréquence angulaire de la transition entre niveau "permis" et niveau "interdit" (ici transition $4^3D \rightarrow 4^3F$ ou $4^1D \rightarrow 4^1F$)

les signes + et - correspondent respectivement au satellite le plus éloigné et au plus proche de la raie permise.

$R_{\ell\ell'}$ est une quantité sans dimension, ici $R_{\ell\ell'} = 151$ [2.15]

Notons que l'intensité des satellites est proportionnelle à la densité de puissance du champ fluctuant qui n'apparait pas explicitement dans la relation (2.11).

Si les satellites sont d'origine purement thermique (i.e. si la fonction de distribution des vitesses électroniques est maxwellienne) le taux ε d'ondes électrostatiques (voir chapitre 5) s'exprime par :

$$\varepsilon_{th} = 0{,}015/n_D \qquad (2.12)$$

où $n_D = 0{,}172.10^{10} \frac{(T_e(eV))^{3/2}}{(n_e(cm^{-3}))^{1/2}}$ est le nombre d'électrons dans la sphère de Debye.

Compte-tenu de la remarque préliminaire du paragraphe précédent, il faut éviter d'utiliser l'expression de $S_{\pm}$ donnée par la relation (2.11) pour le cas du satellite le plus proche de la raie permise (signe -). Aussi nous n'utiliserons que les valeurs expérimentales des intensités du satellite le plus éloigné de la raie (satellite bleu pour les deux raies étudiées).

Puisque nous disposons, pour chaque instant de la post-décharge, des déterminations de la densité électronique et de la température, nous pouvons estimer le taux ε_{th} d'ondes longitudinales que nous devrions obtenir si le plasma était maxwellien. Par exemple à t = 5 µs nous avons :

$$n_e = 1{,}3.10^{17} e.cm^{-3} \quad \text{et} \quad T_e \simeq 4 \text{ eV}$$

d'où $\quad n_D \simeq 38 \quad \text{et} \quad \varepsilon_{th} \simeq 0{,}394.10^{-3}$

et nous devrions obtenir, pour le satellite bleu de la raie 4471,5 Å :

$$(S_+)_{\text{prévu}} = 0{,}1838.10^{-1}.\varepsilon_{th}.\frac{R_{\ell\ell'}}{\alpha_+^2}.(T_e(\text{eV}))$$

$$\simeq 1{,}32.10^{-3}$$

(pour l'instant considéré nous avons $\alpha_+ = (\omega_{ij} + \omega_p)/\omega_p \simeq 1{,}83$).

Or la valeur du rapport $(S_+)_{exp}$, de l'intensité du satellite à l'intensité totale de la raie, obtenue expérimentalement à cet instant est

$$(S_+)_{exp} \simeq 2{,}39.10^{-2}$$

Il y a donc un désaccord très net entre l'intensité du satellite trouvée dans l'expérience et celle que nous devrions obtenir si le plasma était maxwellien.

A des instants différents, pour $t \lesssim 10$ µs, compte-tenu de la variation lente de la température et de la dépendance de ε_{th} en $n_e^{-1/2}$, les valeurs prévues de S_+ restent toujours nettement supérieures aux valeurs de $(S_+)_{exp}$.

Les résultats sont analogues pour le satellite bleu de la transition interdite $4^1F \rightarrow 2^1P$ observé au voisinage de la raie 4921,9 Å.

Remarquons que pour les deux raies 4471,6 Å et 4921,9 Å les satellites n'apparaissent que pour des instants $t \lesssim 10$ µs.

Conclusion

Les résultats du paragraphe précédent ont montré que les satellites de transitions interdites observés expérimentalement correspondent à un couplage de plasmons (ondes longitudinales de plasma) et de transitions optiques dipolaires interdites mais les intensités anormalement élevées de ces satellites nous amènent à conclure que, dans le plasma de post-décharge étudié, apparaissent (au moins dans une première phase $t \lesssim 10$ µs) des fluctuations électrostatiques d'origine non-thermique.

Une justification sera donnée au chapitre 5 pour l'existence de ce niveau élevé de fluctuations électrostatiques à l'intérieur du plasma ; nous verrons que cette justificaiton doit être recherchée dans l'évolution du plasma lui-même en particulier dans le fait que celui-ci constitue un réservoir d'énergie cinétique et potentielle (excitations et ionisations des atomes) ; ce réservoir se vide rapidement par recombinaison, l'énergie perdue transite, pour une grande part, par la fonction de distribution des électrons qui peut se trouver notablement surpeuplée aux grandes énergies par rapport à une fonction de distribution maxwellienne.

2.3.3 - Profils des raies 4471,6 Å et 4921,9 Å

Nous avons dit précédemment que les deux raies partiellement dégénérées étudiées ici constituent un test sévère pour les théories d'élargissement de raies et les résultats qui sont obtenus à l'aide de ces théories.

Pour pouvoir effectuer une comparaison très précise entre ces résultats théoriques et nos résultats expérimentaux il nous aurait fallu, en toute rigueur, effectuer sur notre plasma une transformation d'Abel permettant de reconstituer le profil des raies émises par une zone du plasma radialement bien déterminée. Effectuer ce travail sur notre plasma serait très difficile en égard : - aux faibles dimensions du plasma (rayon de quelques millimètres) et à la variation dans le temps de ce rayon.

Cependant, compte-tenu du faible gradient de densité observé dans notre expérience, des indications précieuses peuvent être ob-

tenues en supposant que le plasma est homogène en densité.

Outre la comparaison des profils théoriques à ceux que nous avons obtenus, il est par ailleurs intéressant de comparer nos profils à ceux obtenus par d'autres expérimentateurs [2.11] à [2.14] afin d'étudier, sur les profils eux-mêmes, en dehors des préoccupations portant sur les satellites, les effets possibles des fluctuations électrostatiques anormales constatées par ailleurs. Cette comparaison est significative dans la mesure où dans ces travaux, effectués à densité électronique plus basse que celle que nous obtenons dans la première phase de la post-décharge ($t \lesssim 10$ µs) et dans des conditions différentes, la présence de raies satellites de transitions interdites n'a pas été mise en évidence pour les deux raies étudiées ici.

Les comparaisons que nous avons effectuées entre nos profils expérimentaux et les profils tant théoriques qu'expérimentaux donnés dans d'autres travaux portent sur :

- la largeur à mi-intensité des raies
- l'écart en longueur d'onde des raies permises aux raies interdites F → P
- le rapport des maxima d'intensité des composantes interdites F → P aux maxima d'intensité des composantes permises (D → P) correspondantes
- le rapport des minima d'intensités situés entre la composante permise et la composante interdite la plus intense aux maxima d'intensité de la composante permise.

Ces différentes valeurs expérimentales seront données en fonction de la densité électronique. Nous supposons donc implicitement que les phénomènes non thermiques ont une influence très faible ici sur les largeurs des raies isolées qui ont été utilisées pour déterminer la densité électronique.

a) Nous donnons sur les figures 2.17 et 2.18 les largeurs totales à mi-intensité respectivement des raies 4471,5 Å et 4921,9 Å pour différentes valeurs de la densité électronique moyenne du plasma. Nous avons porté sur ces deux figures les largeurs correspondantes obtenues expérimentalement par Nelson et Barnard [2.12] (courbes en traits interrompus).

Les valeurs que nous obtenons sont très voisines des valeurs de Nelson et Barnard, l'écart entre elles peut s'interpréter par

l'utilisation de résultats différents pour les largeurs de raies isolées lors de la détermination de la densité électronique (résultats théoriques de Griem [2.3] pour Nelson et Barnard, résultats expérimentaux de Greig et al. [2.7] en ce qui nous concerne).

Il faut noter que nos résultats sont en bon accord avec les valeurs théoriques pour les largeurs de ces deux raies calculées par différents auteurs [2.16] et [2.17].

b) Les écarts en longueur d'onde $\Delta\lambda_{P-I}$ des maxima de la raie permise et de la raie interdite la plus intense sont donnés sur les figures 2.19 et 2.20 respectivement pour les raies 4471,5 Å et 4921,9 Å (écarts entre les raies $4^3D \rightarrow 2^3P$ et $4^3F \rightarrow 2^3P$ dans le premier cas, écarts entre les raies $4^1D \rightarrow 2^1P$ et $4^1F \rightarrow 2^1P$ dans le second). Nous constatons que :
- pour les valeurs les plus basses de la densité électronique ces écarts sont en accord satisfaisants avec ceux obtenus par Nelson et Barnard [2.12].

- il se produit une <u>discontinuité</u> dans notre courbe expérimentale pour $n_e \simeq 8.10^{16} e.cm^3$ et pour les valeurs de n_e supérieures, les écarts que nous obtenons sont assez nettement supérieurs à ceux de Nelson Barnard. Il faut remarquer que <u>la discontinuité se produit pour une valeur de la densité électronique qui correspond à l'instant de disparition des satellites</u>.

Quant à la comparaison avec les résultats théoriques, les valeurs expérimentales des écarts $\Delta\lambda_{P-I}$ sont inférieures aux écarts théoriques correspondants [2.16] et [2.17], surtout pour les valeurs les plus basses de la densité électronique.

c) Nous avons porté sur les figures 2.21 et 2.22 les rapports I_I/I_P des maxima d'intensité de la composante interdite la plus intense et de la composante permise respectivement pour la raie 4471,5 Å et la raie 4921,9 Å. Nous avons porté sur les mêmes figures (en traits interrompus) les valeurs expérimentales obtenues par Nelson et Barnard [2.12].

Remarquons que :

- <u>Aux plus fortes densités</u> ($n_e \gtrsim 10^{17} e.cm^3$) <u>le rapport I_I/I_P dépasse la valeur 1</u>, assez nettement pour la raie 4471,5 Å. Ce résultat n'a jamais été observé précédemment dans les travaux expérimentaux signalés ci-dessus et pour lesquels la densité électronique du plasma est toujours inférieure à $10^{17} e/cm^3$.

Les valeurs expérimentales du rapport I_I/I_P sont assez nettement supérieures aux valeurs théoriques correspondantes. Par exemple, pour $n_e = 10^{17} e/cm^3$ et pour la raie 4471,5 Å, Barnard et al. donnent comme valeur théorique de ce rapport $(I_I/I_P)_{th} = 0,89$, alors que nous obtenons, dans les mêmes conditions, un rapport expérimental $(I_I/I_P)_{exp} \simeq 1,05$.

d) Nous donnons sur les figures 2.23 et 2.24 les rapports d'intensité I_m/I_P entre le minimum qui apparait entre les raies permise et interdite et le maximum d'intensité de la raie permise.

Pour la raie 4471,5 Å (figure 2.23) les résultats correspondent assez bien aux résultats de Nelson et Barnard [2.12] sauf pour les densités $n_e \lesssim 6.10^{16} e.cm^3$.

Pour la raie 4921,9 Å (figure 2.24) nos résultats expérimentaux sont assez différents de ceux obtenus par ces auteurs, le rapport I_m/I_P étant, dans notre cas plus faible, pour $n_e \gtrsim 8.10^{16} e.cm^3$ et plus fort pour $n_e < 8.10^{16} e.cm^3$.

Il faut noter qu'il est difficile d'interprèter ces différences dans les résultats expérimentaux car d'après les calculs théoriques [2.17] il apparait que le rapport I_m/I_P dépend fortement de la température dont la valeur n'est pas donnée par Nelson et Barnard [2.12]. D'autre part, on peut penser que des gradients de densité même faibles peuvent modifier sensiblement la valeur du rapport I_m/I_P.

Conclusion

L'étude de la partie centrale du profil des raies partiellement dégénérées 4471,5 Å et 4921,9 Å nous a permis de mettre en évidence une modification du "comportement" de ces raies à haute densité ($n_e \gtrsim 8.10^{16} e.cm^{-3}$), soit pour des instants $t \lesssim 10$ µs de la post-décharge. Cette modification se traduit par :

- une augmentation "anormale" de l'écart entre raie permise et raie interdite ;
- une intensité anormalement élevée de la composante interdite par rapport à la composante permise.

Nous nous proposons de revenir sur ces observations au chapitre 5.

2.4 - CONCLUSION

Dans le travail expérimental présenté ici, après avoir effectué la détermination de la température et de la densité électronique du plasma, nous nous sommes intéressés, à partir de l'étude des raies partiellement dégénérées 4471,5 Å et 4921,9 Å, à la mise en évidence des raies satellites de transitions interdites qui ont été effectivement observées dans la première phase de la post-décharge ($t \lesssim 10$ µs).

Nous avons montré que ces raies satellites sont produites par un couplage d'ondes : plasmons-ondes transverses associées au rayonnement dipolaire de l'atome émetteur.

Les intensités élevées de ces satellites nous ont conduit à penser que ceux-ci sont dûs à des fluctuations électrostatiques non thermiques de champ électrique qui se produisent au voisinage de la fréquence plasma ω_p. Nous nous proposons d'interprèter quantitativement les résultats obtenus au chapitre 5.

Nous devons par ailleurs noter que les résultats obtenus pour les parties centrales des deux raies 4471,5 Å et 4921,9 Å semblent être reliés à cet aspect non thermique du plasma. Nous nous proposons également de discuter ces résultats au chapitre 5.

REFERENCES

[2.1] G. SULTAN, Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris XI, Centre d'Orsay (Sept. 1971).

[2.2] G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, J.L. GODART and G. SULTAN, Z. Physik, 254, 218 (1972).

[2.3] H.R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, Mc Graw-Hill, N.Y. (1964).

[2.4] H.R. GRIEM, 8e C.I.P.I.G., p. 433, Vienne (1967).

[2.5] S. BRECHOT, H. VAN REGEMORTER, Ann. Astrophysique 27, 432 et 27, 739 (1964).

[2.6] W. BÖTTICHER, O. RODER and K.H. WOBIG, Z. Physik, 175, 480 (1963).

[2.7] J.R. GREIG, C.P. LIM, G.A. MOO-YOUNG, G. PALUMBO and H.R. GRIEM, Phys. Rev. 172, 148 (1968).

[2.8] W.L. WIESE in Plasma Diagnostics Techniques, Acad. Press. N.Y. (1965).

[2.9] W.J. KARZAS and R. LATTER, Astrophysical Journal, Suppl. 6, 167 (1961).

[2.10] G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, J.L. GODART et G. SULTAN, Phys. Letters, 30A, 198 (1969).

[2.11] G. BEKEFI, E.V. GEORGE and B. YA'AKOBI, Plasma Research Report n° 716 M.I.T. (1971).

[2.12] R.H. NELSON, A.J. BARNARD, J.Q.S.R.T., 11, 161 (1971).

[2.13] J.W. BIRKELAND, M.E. BACON and W.G. BRAUN, Phys. Rev. A, 3, 354 (1971).

[2.14] C.S. DIATTA, Thèse de 3ème cycle, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay (Nov. 1972).

[2.15] M. BARANGER, B. MOZER, Phys. Rev., 123, 25 (1961).

[2.16] H.R. GRIEM, Astrophys. J., 154, 1111 (1968).

[2.17] A.J. BARNARD, J. COOPER, L.J. SHAMEY, Astron. and Astrophys., 1, 28 (1969).

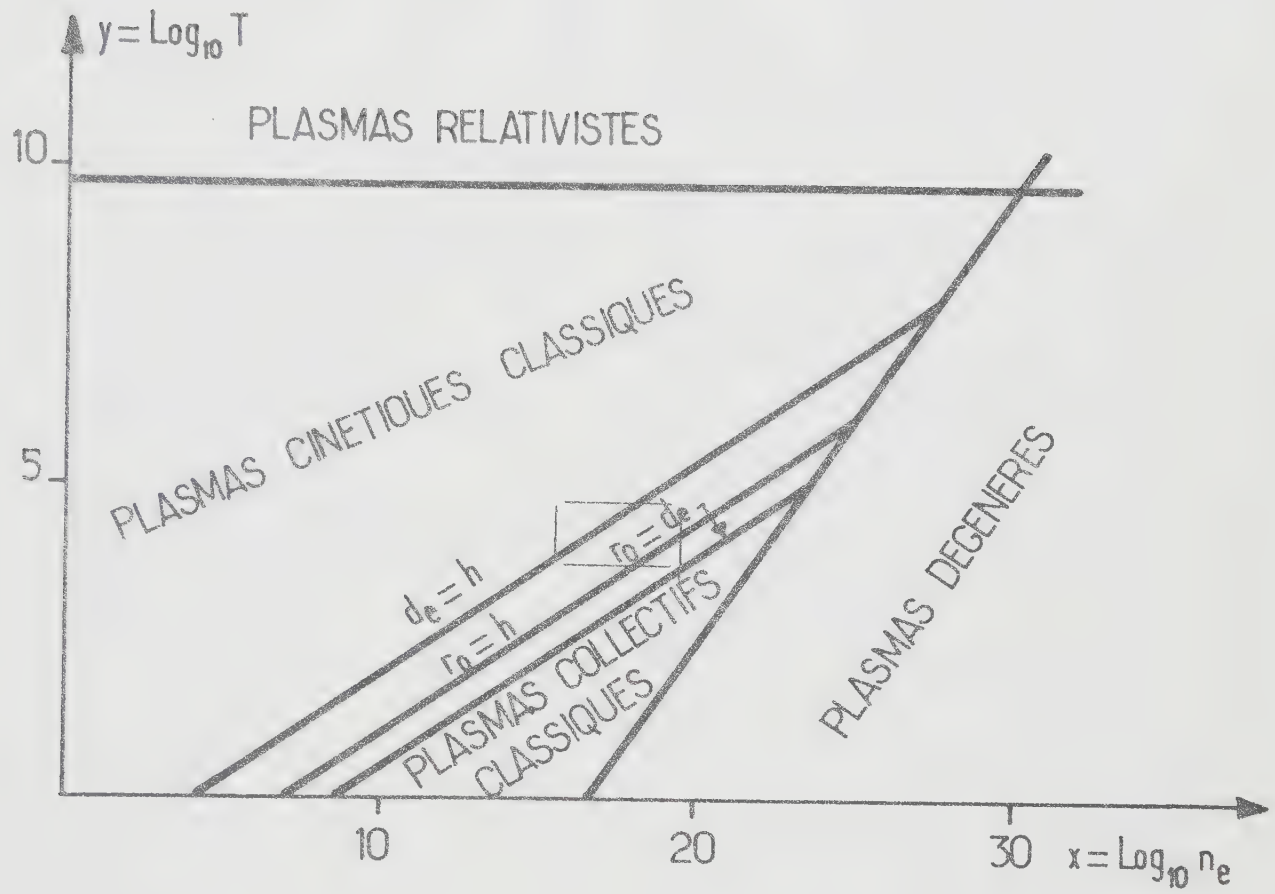


Fig. 2.1 - Diagramme de classification des plasmas (Z = 1). Le domaine correspondant à nos expériences est indiqué sur la figure.

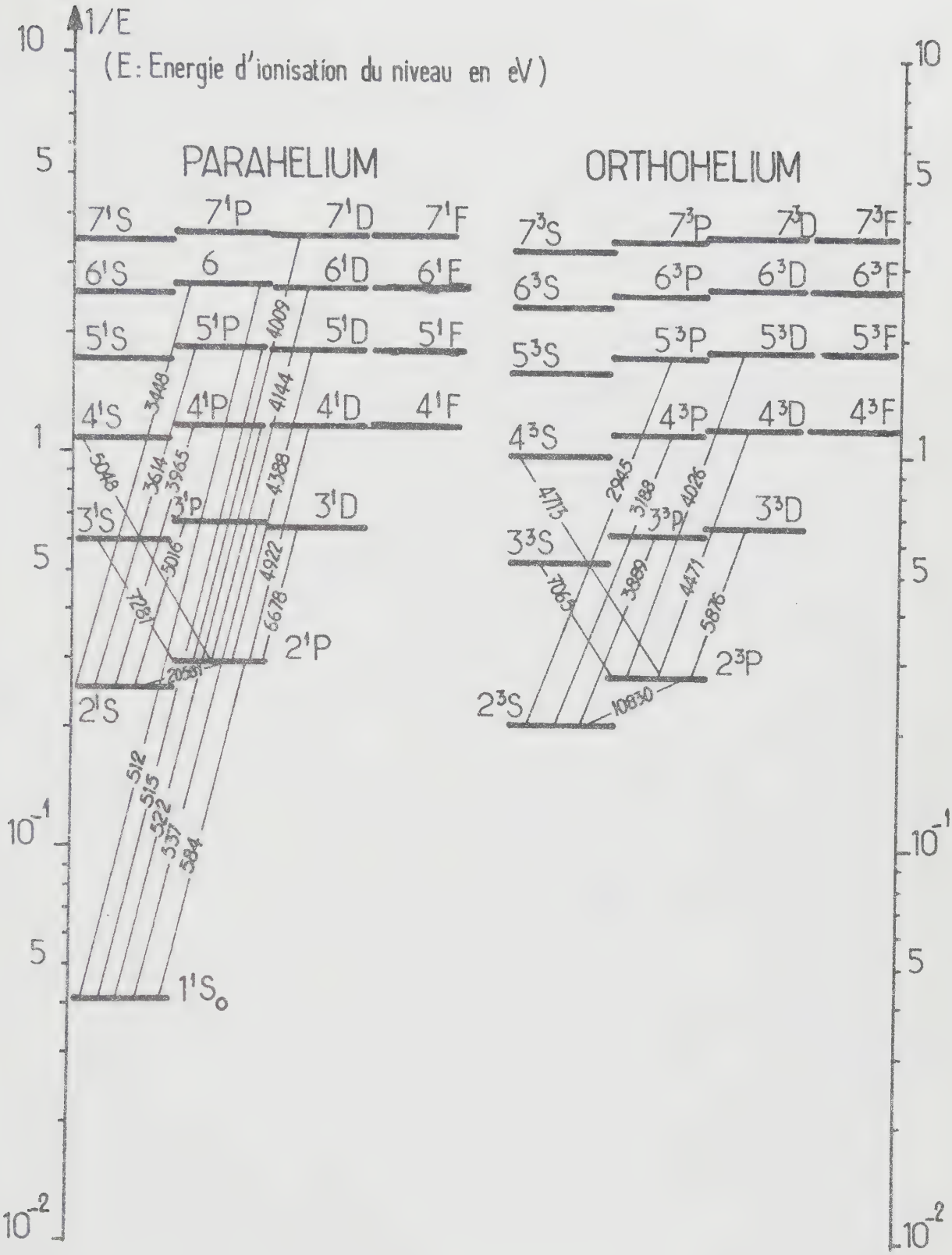


Fig. 2.2 - Diagramme de Grotrian de He I.

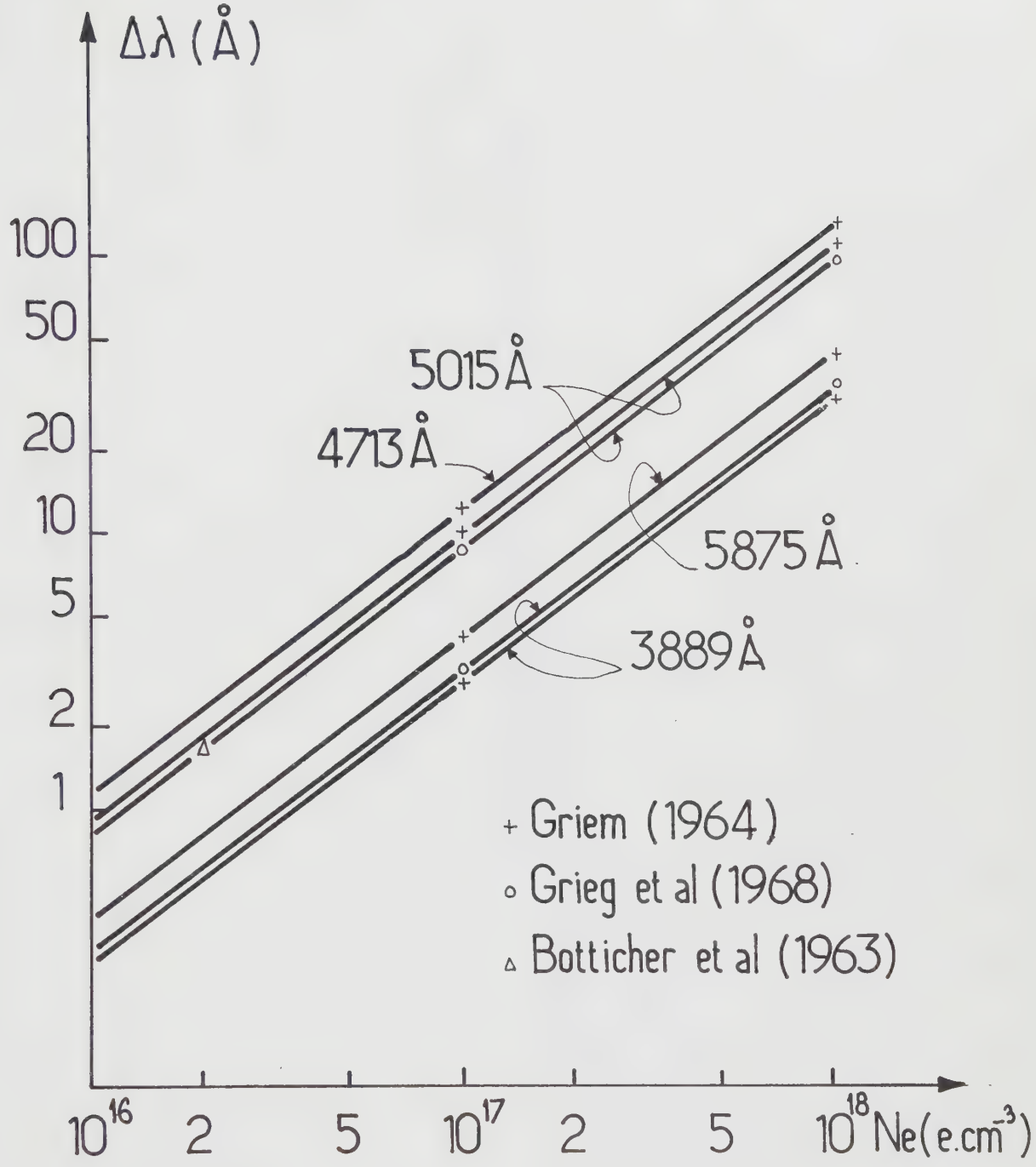


Fig. 2.3 - Largeur totale à mi-intensité de raies de He I

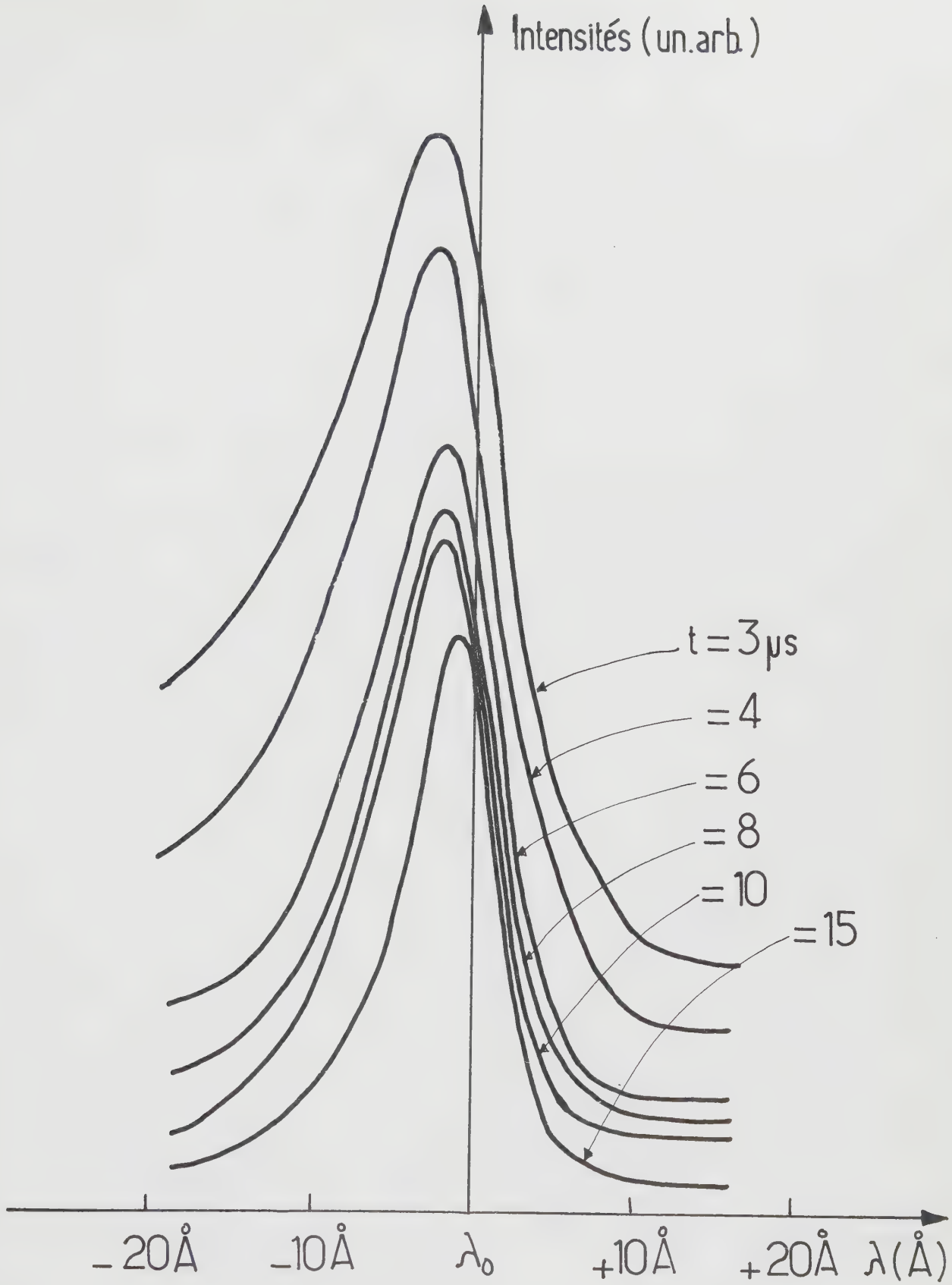


Fig. 2.4 - Profils de la raie 5015 Å à P = 2 atm -

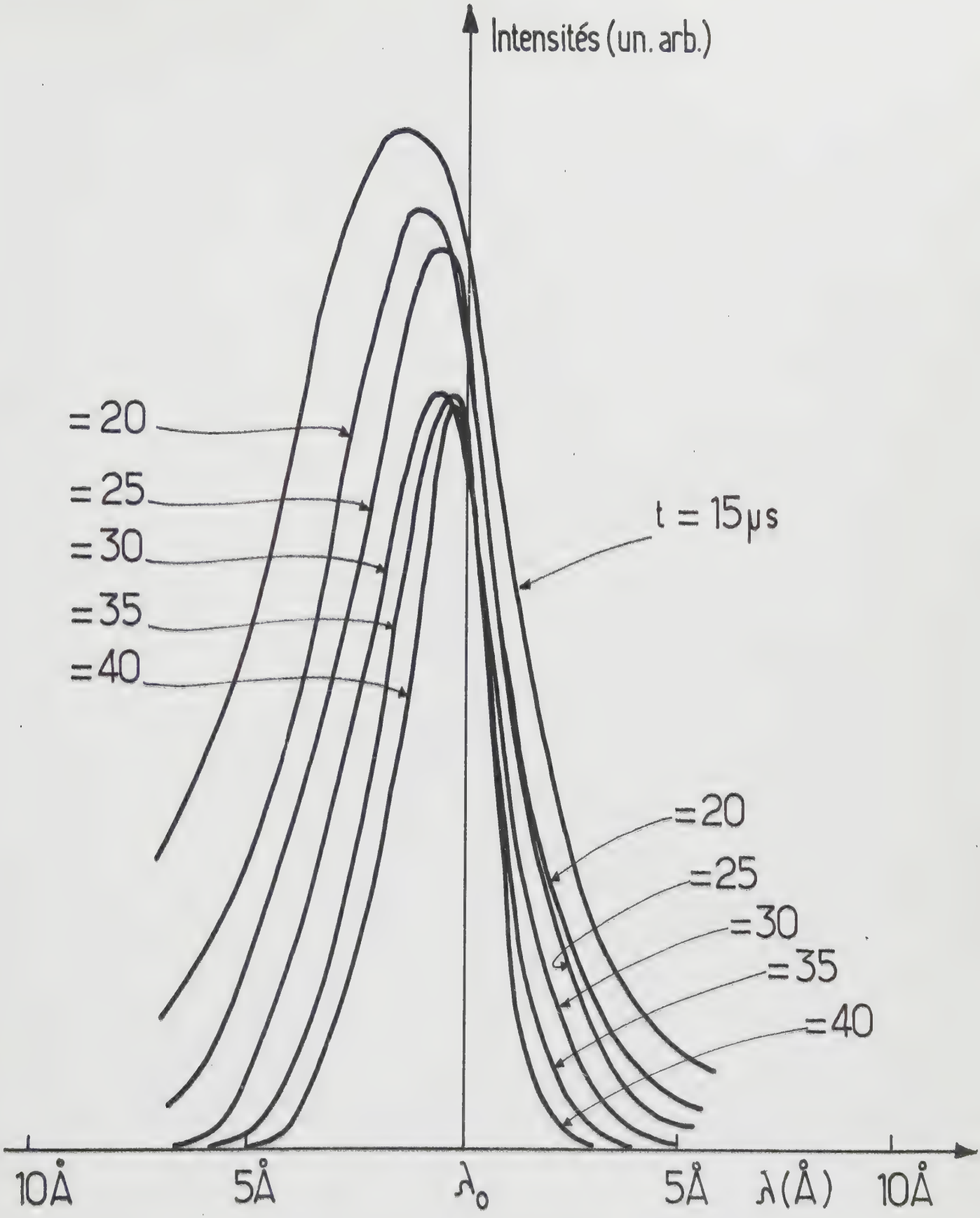


Fig. 2.5 - Profils de la raie 5015 Å à P= 2 atm -

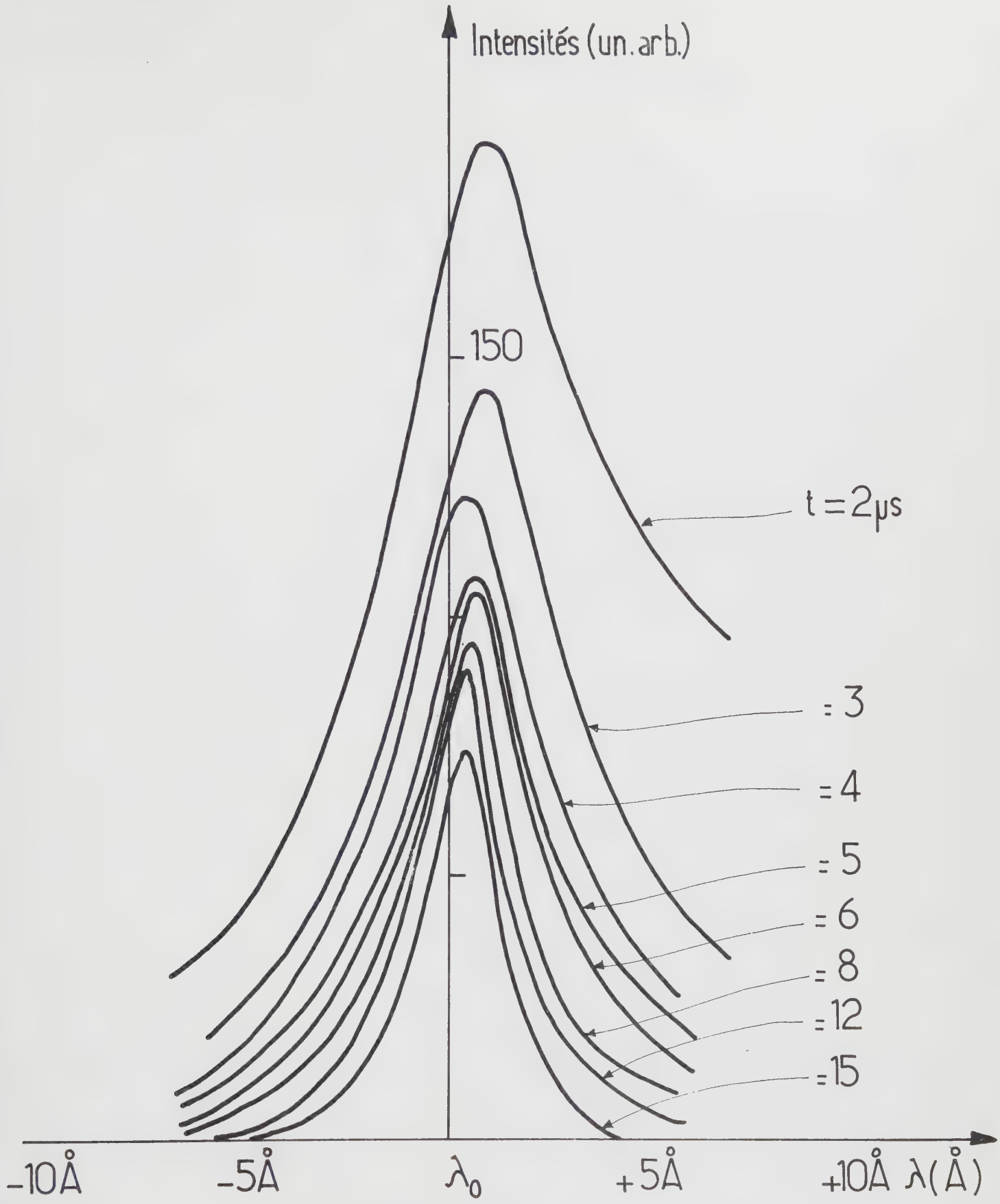


Fig. 2.6. Profil de la raie 3889 Å à P = 2 atm.

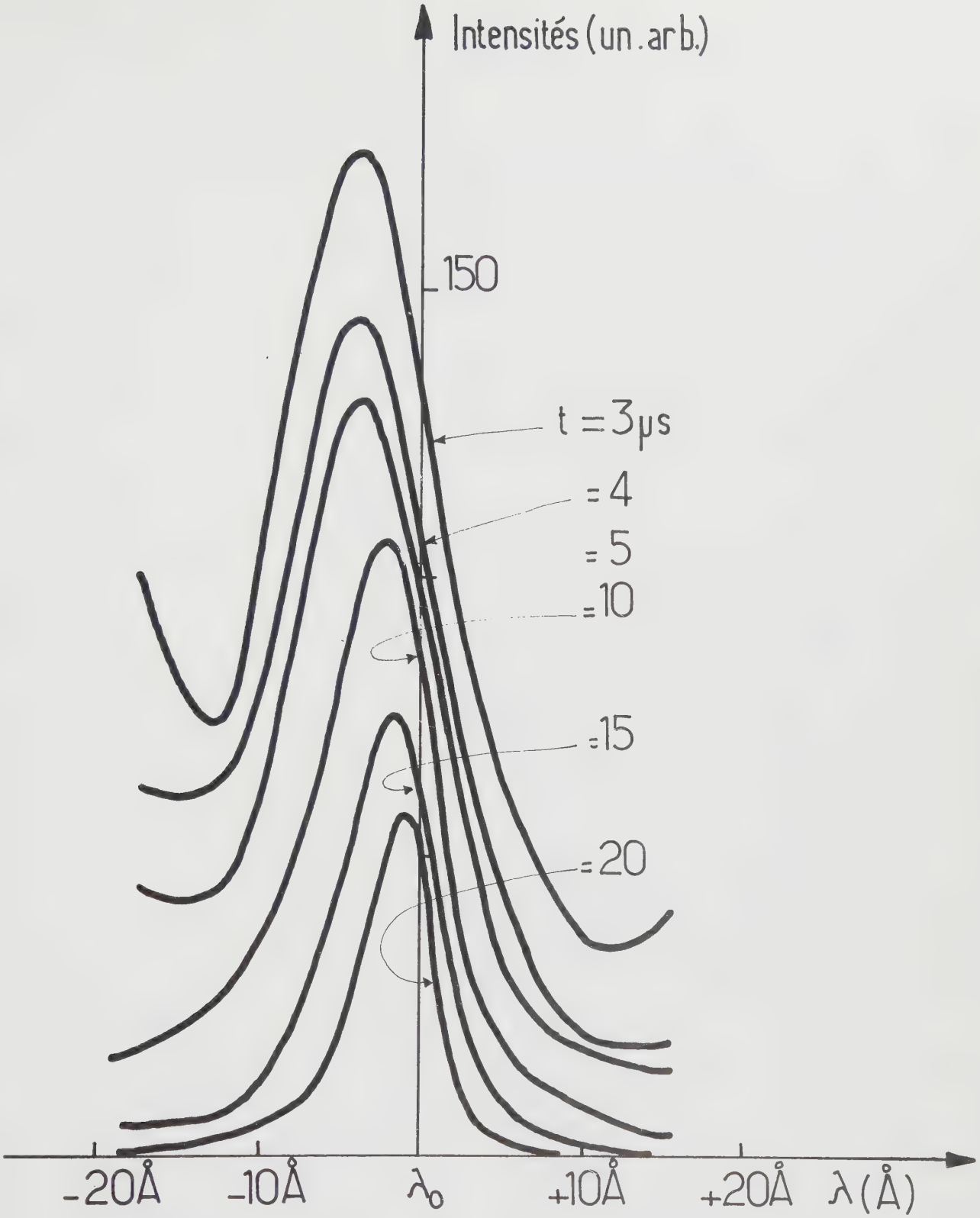


Fig. 2.7_ Profil de la raie 5015 Å à P = 2,3 atm

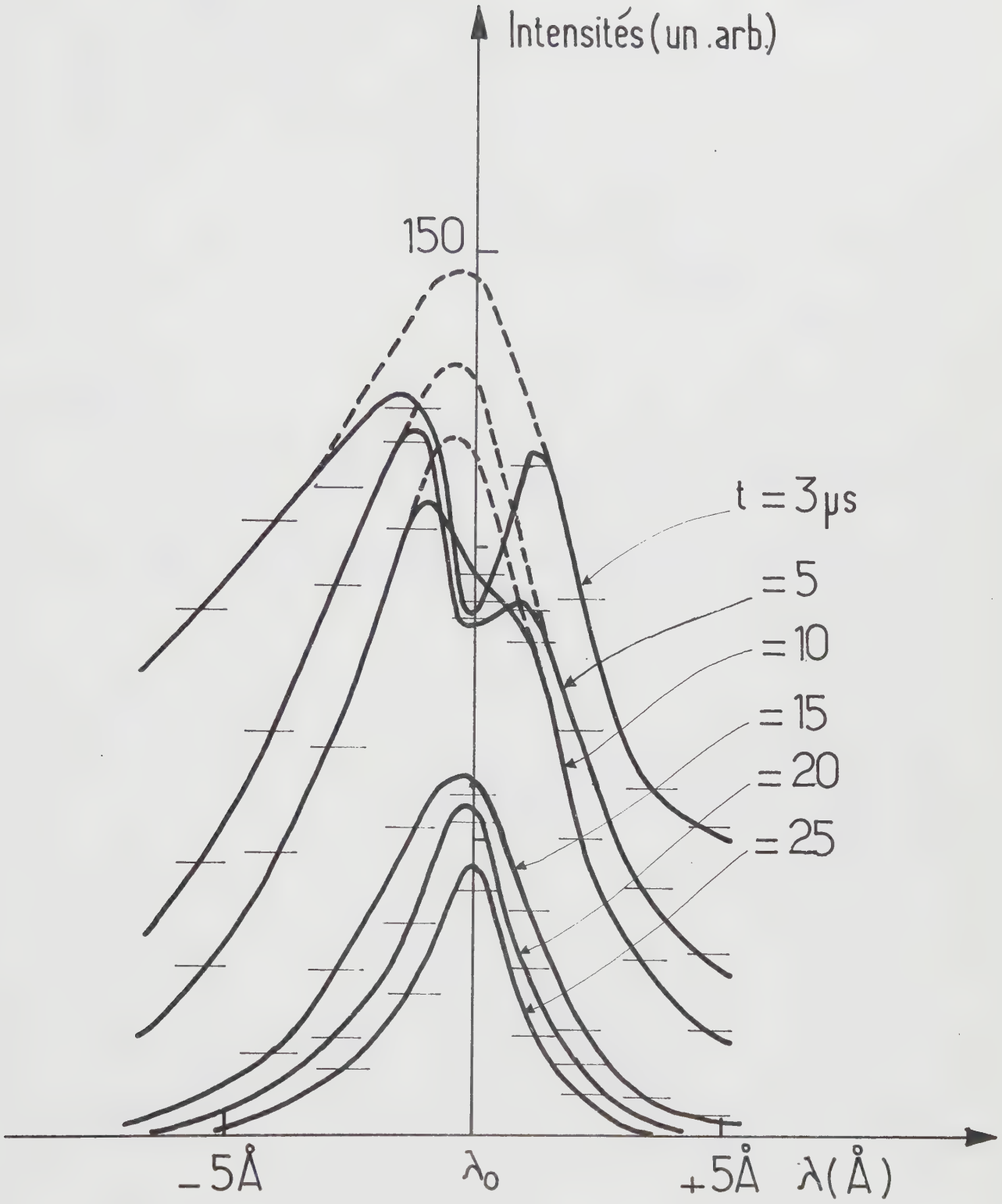


Fig. 2.8 - Profils de la raie 5875 Å à P = 2,3 atm.

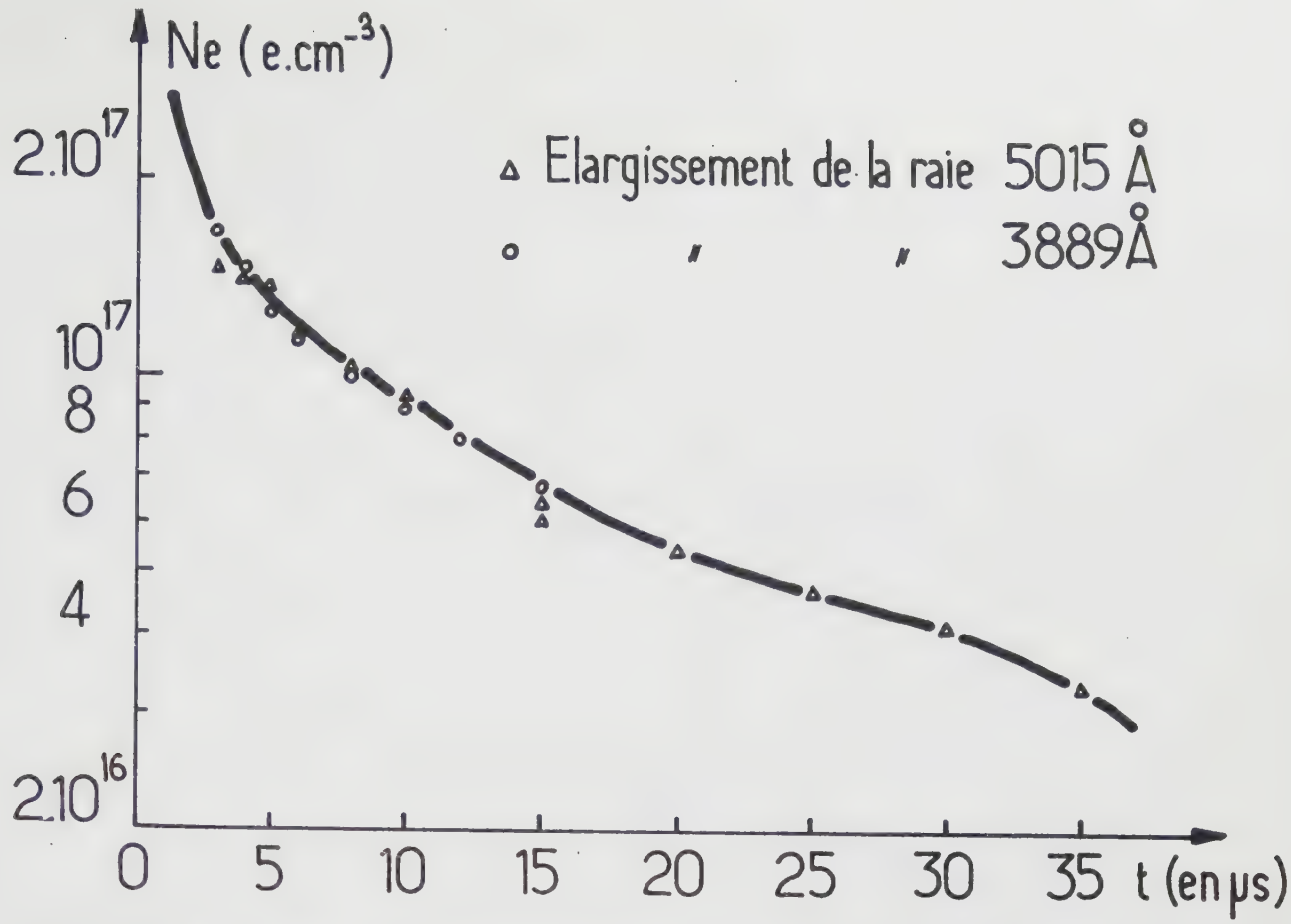


Fig 2.9.a - Densité électronique du plasma à P = 2 atm.

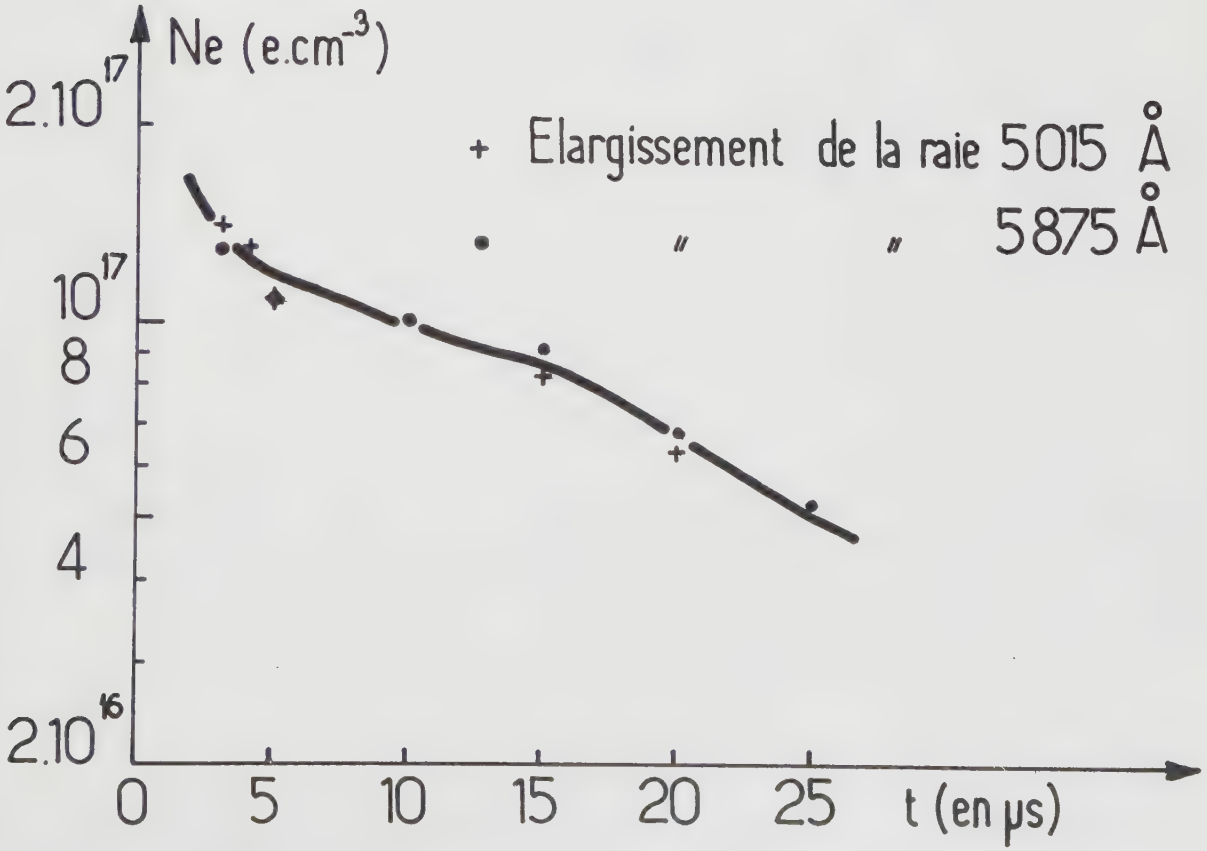


Fig. 2.9 b - Densité électronique du plasma à P = 2,3 atm.

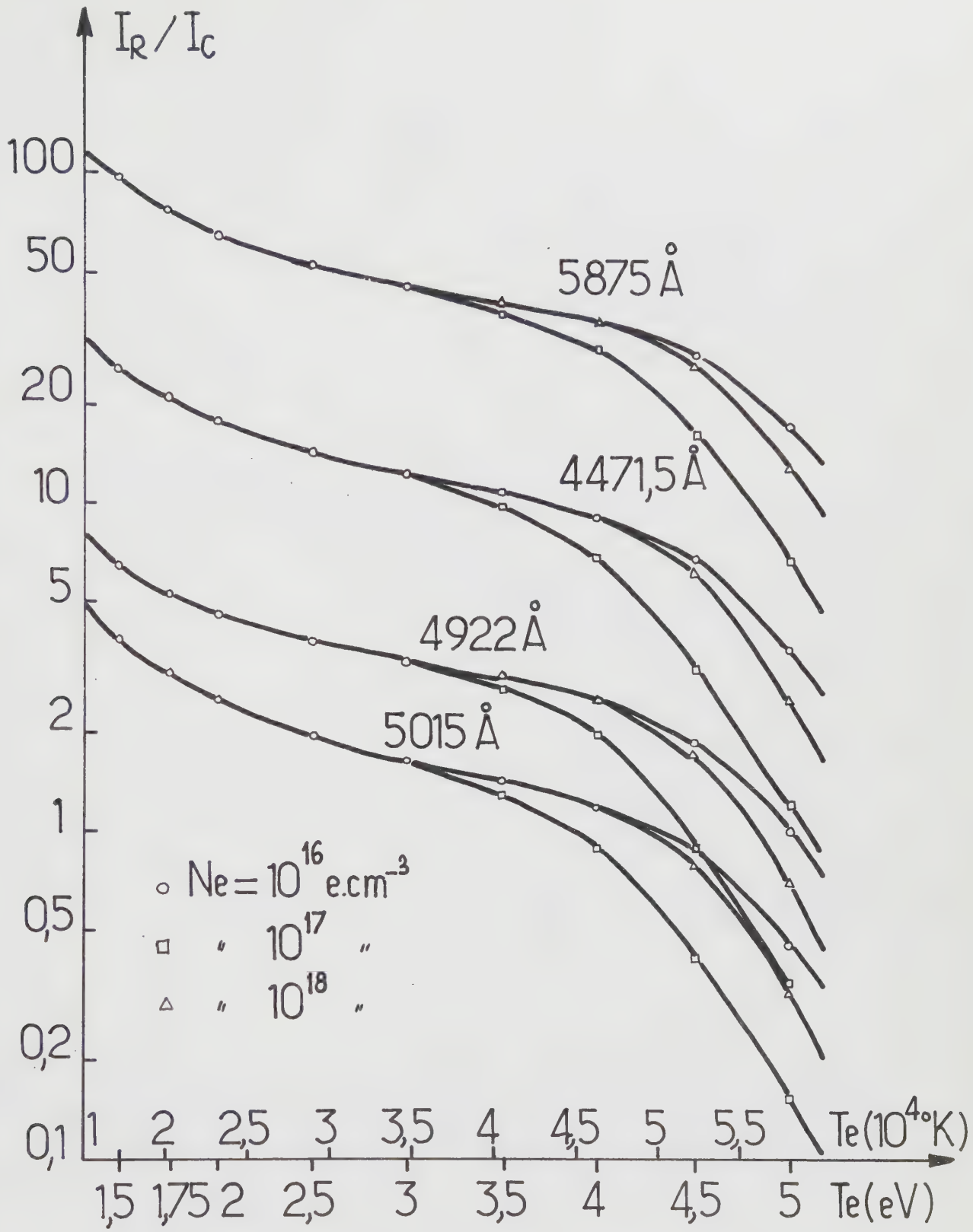


Fig. 2.10 - Rapport de l'intensité de raie I_R à l'intensité du continu I_C intégré sur 100 Å.

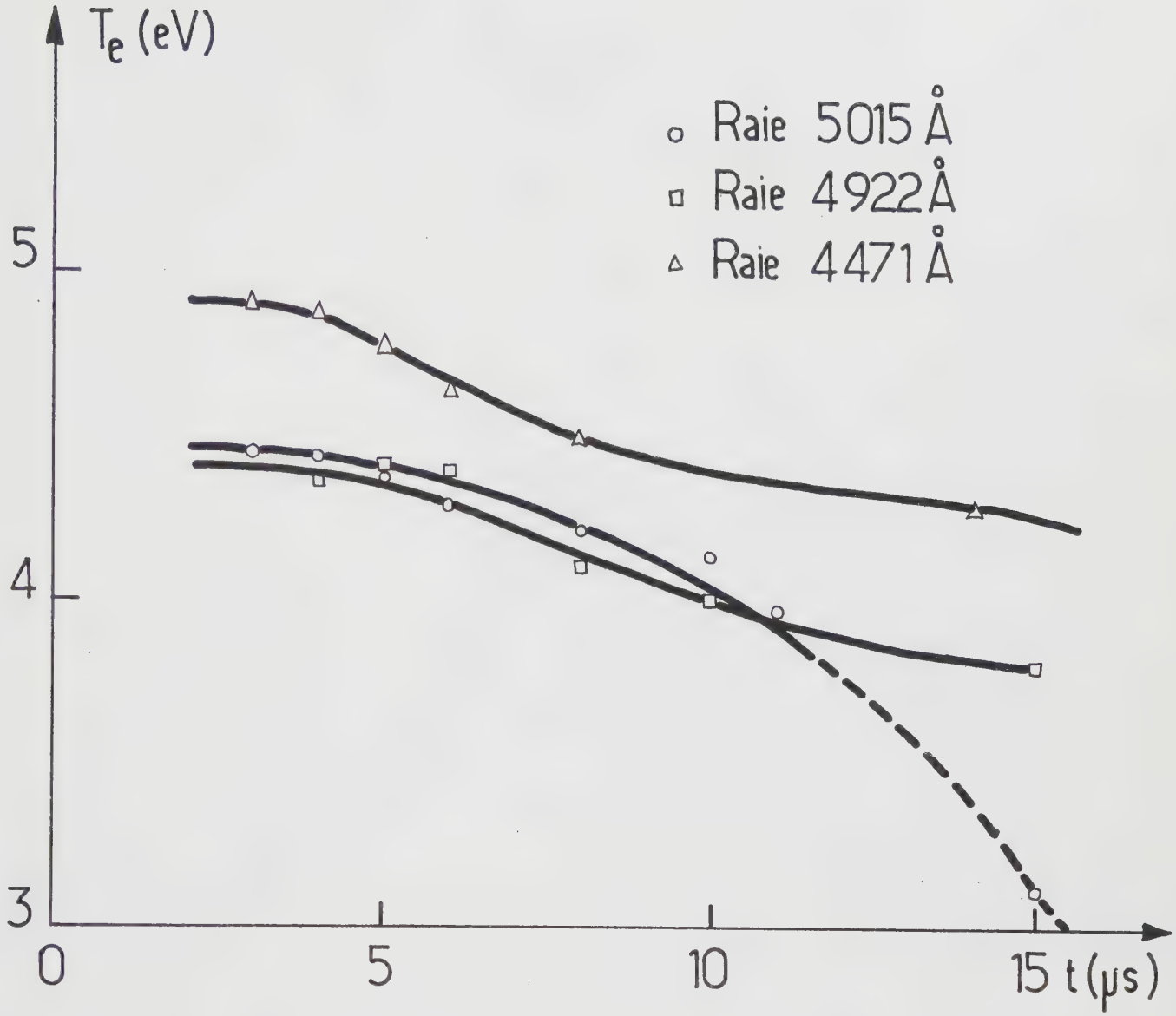


Fig.2.11_Evolution de la température électronique du plasma déduite du rapport de l'intensité de plusieurs raies au continu.

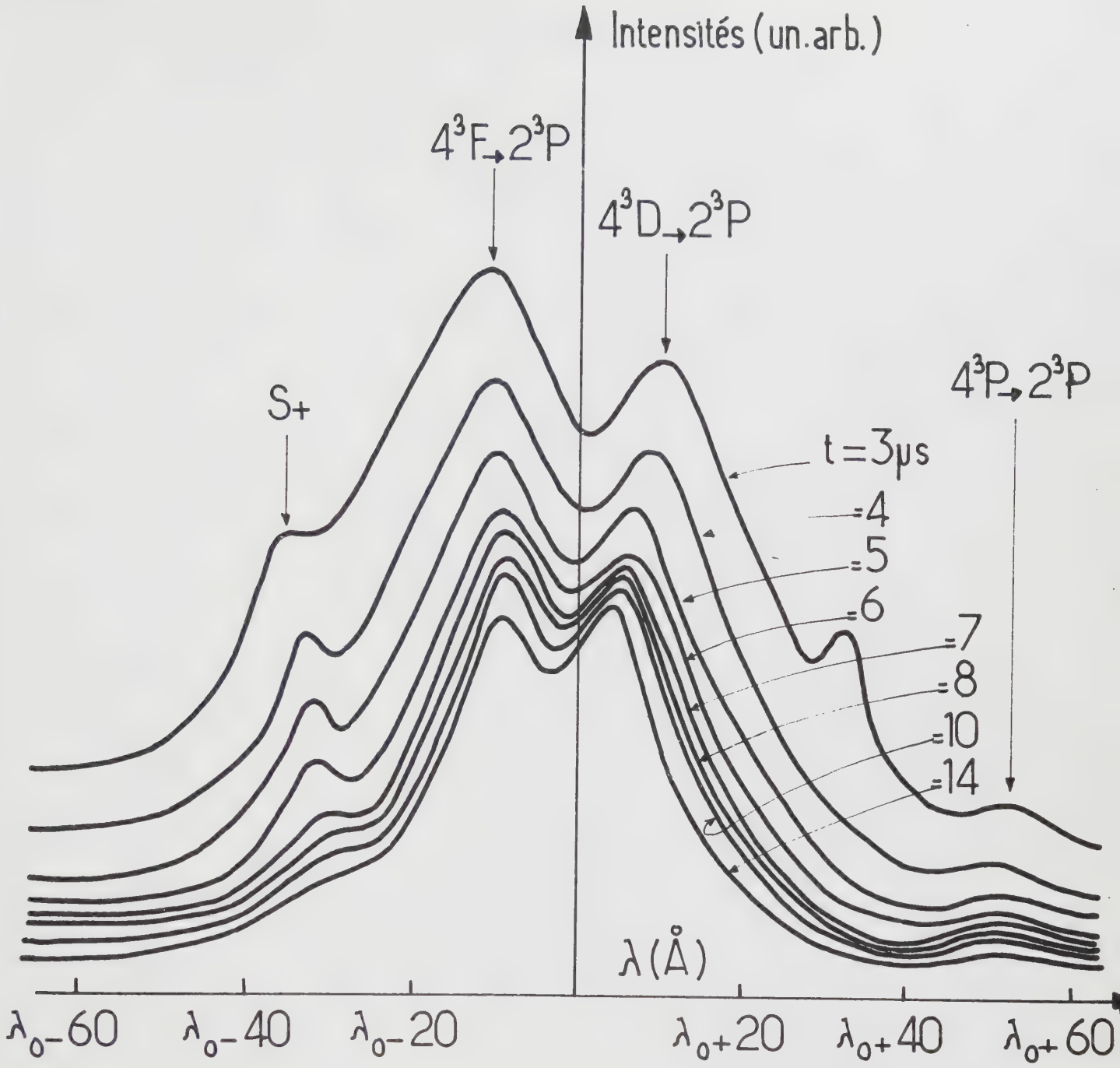


Fig. 2.12 - Profil de la raie He I 4471 Å à P = 2atm.

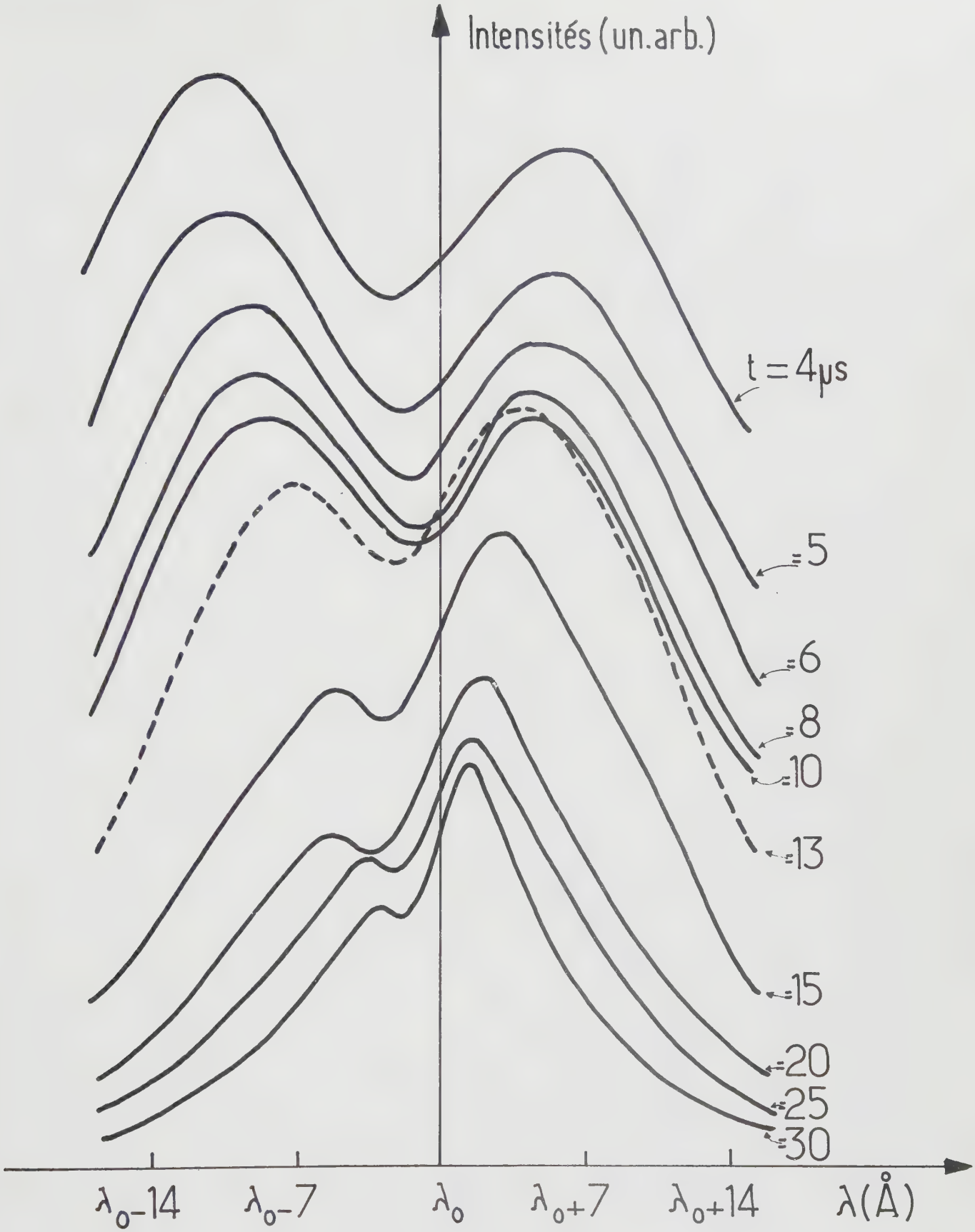


Fig .2.13. Région centrale de la raie, 4471 Å à P = 2 atm.

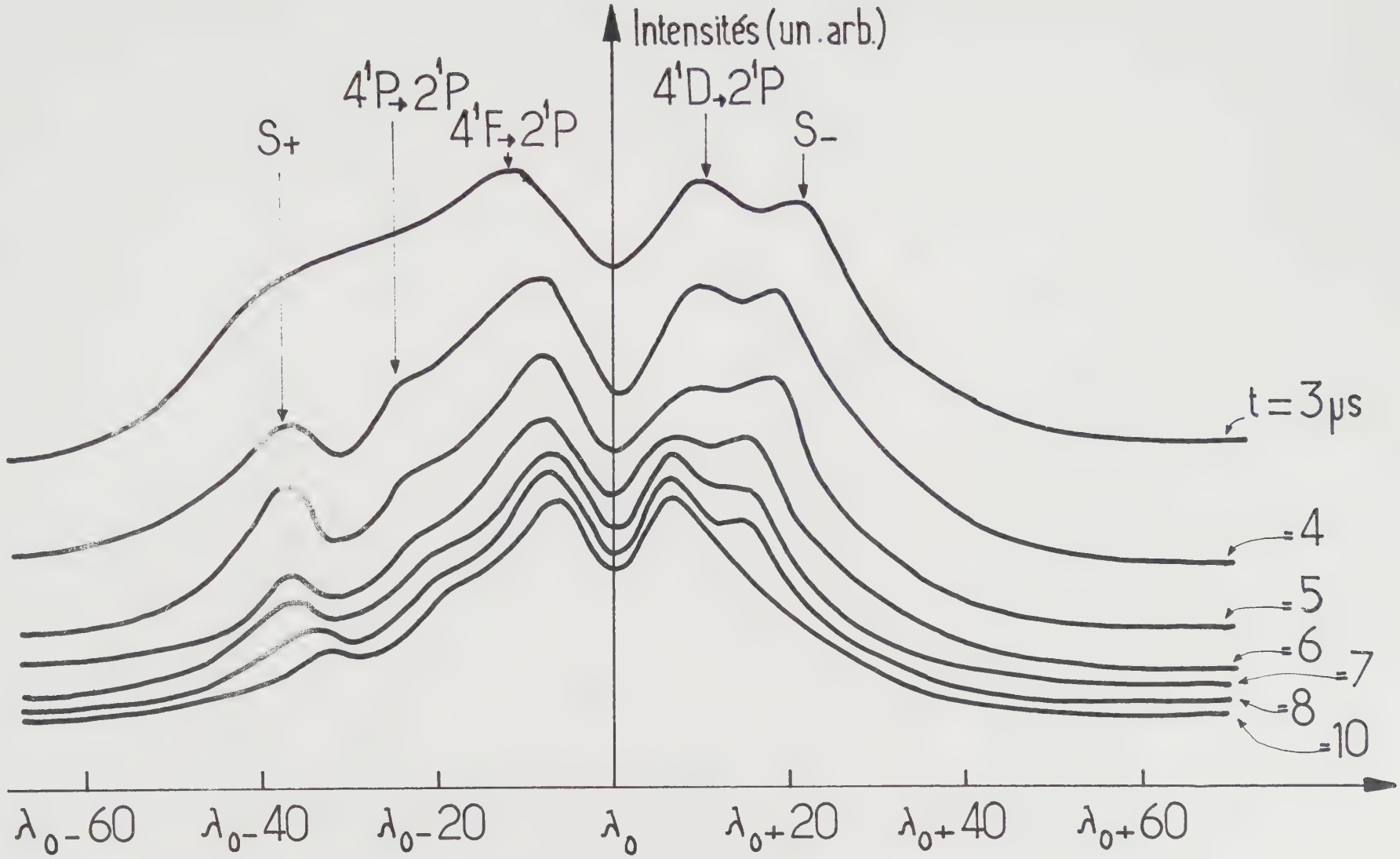


Fig 2.14 - Profil de la raie He I 4922 Å à P = 2 atm.

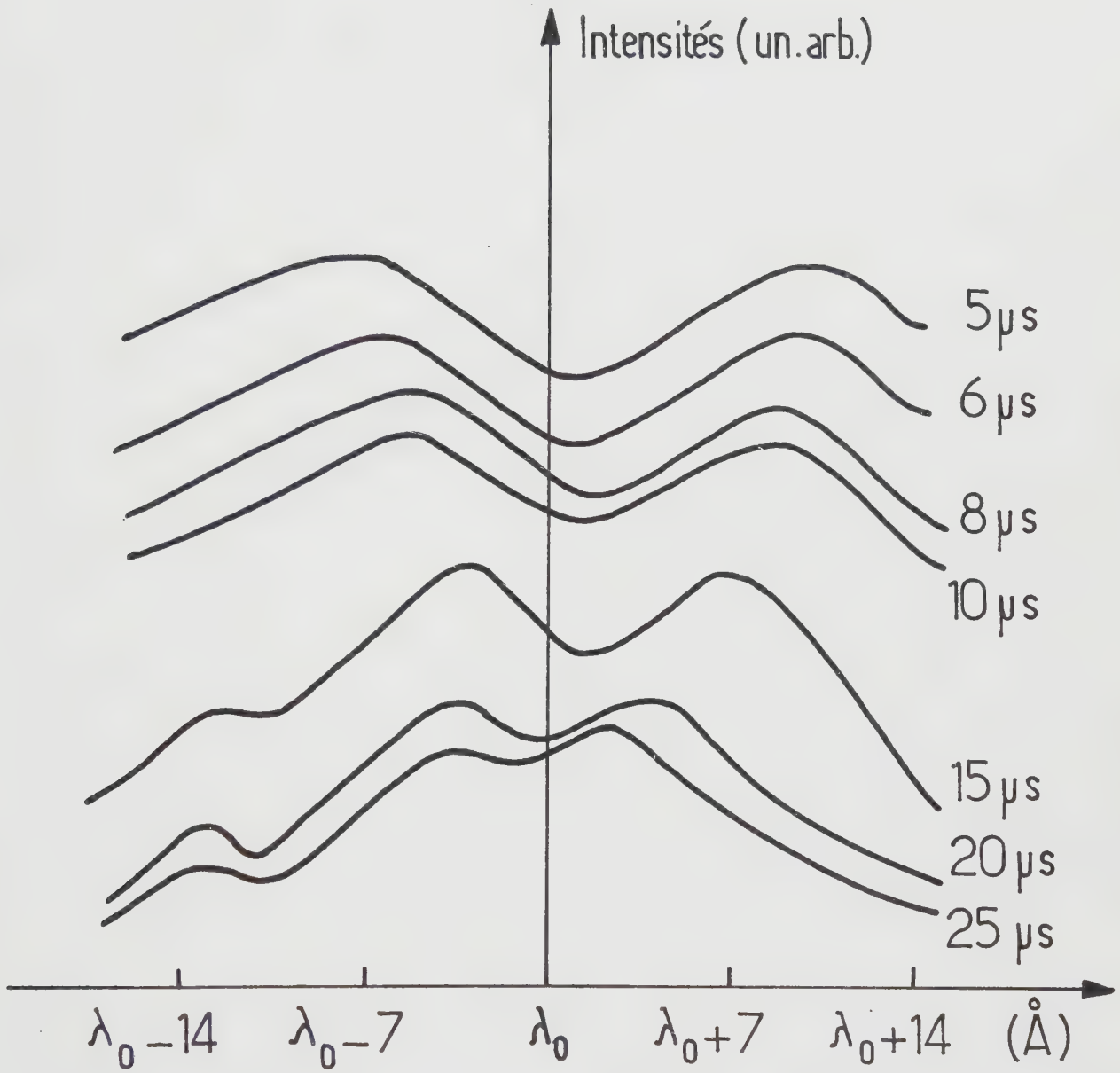


Fig. 2.15_ Région centrale de la raie 4922 Å à P = 2 atm.

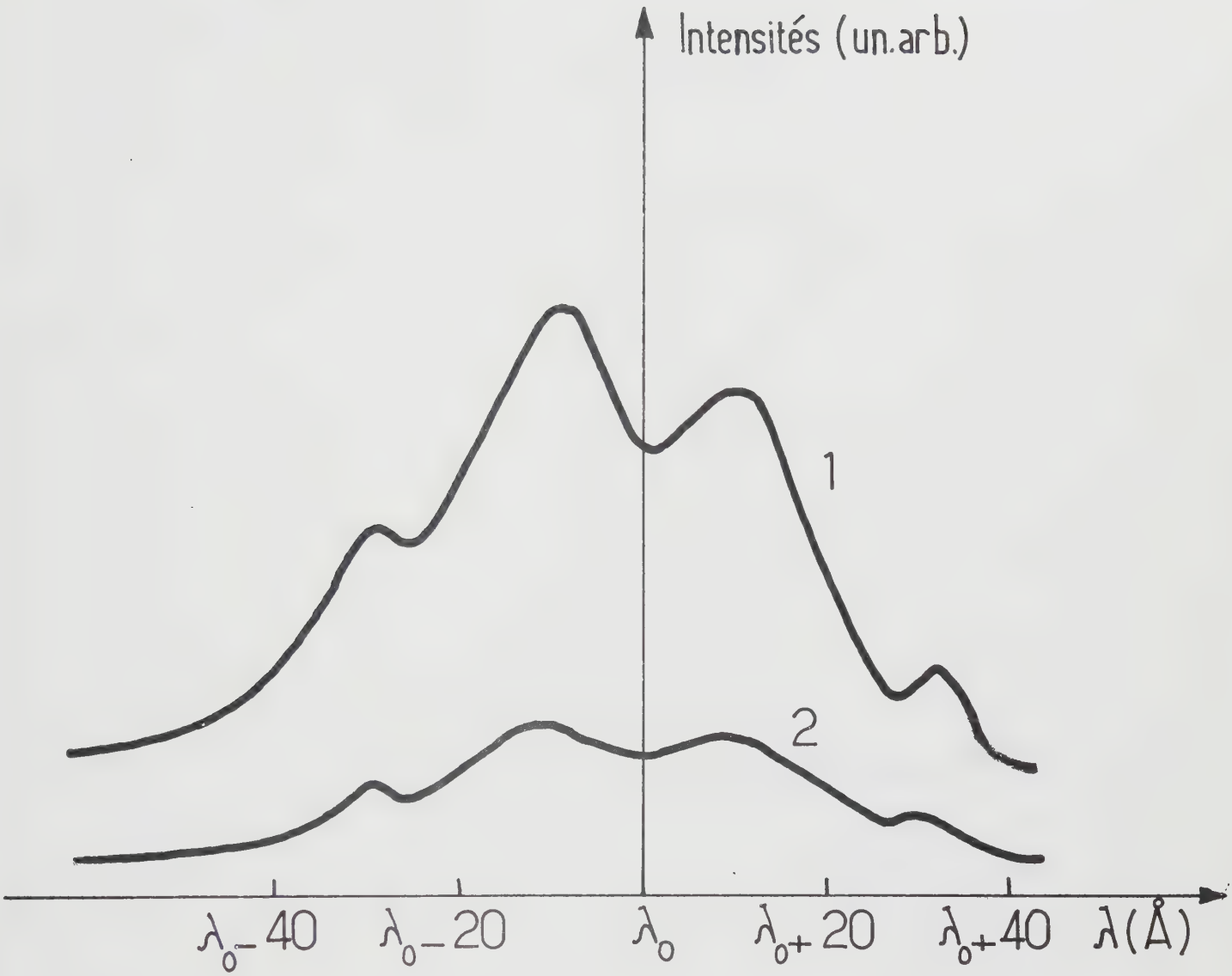


Fig. 2.16 - Profils comparés de la raie He I 4471 Å à t = 3 µs et P = 2 atm

1 zone centrale non masquée

2 zone centrale masquée.

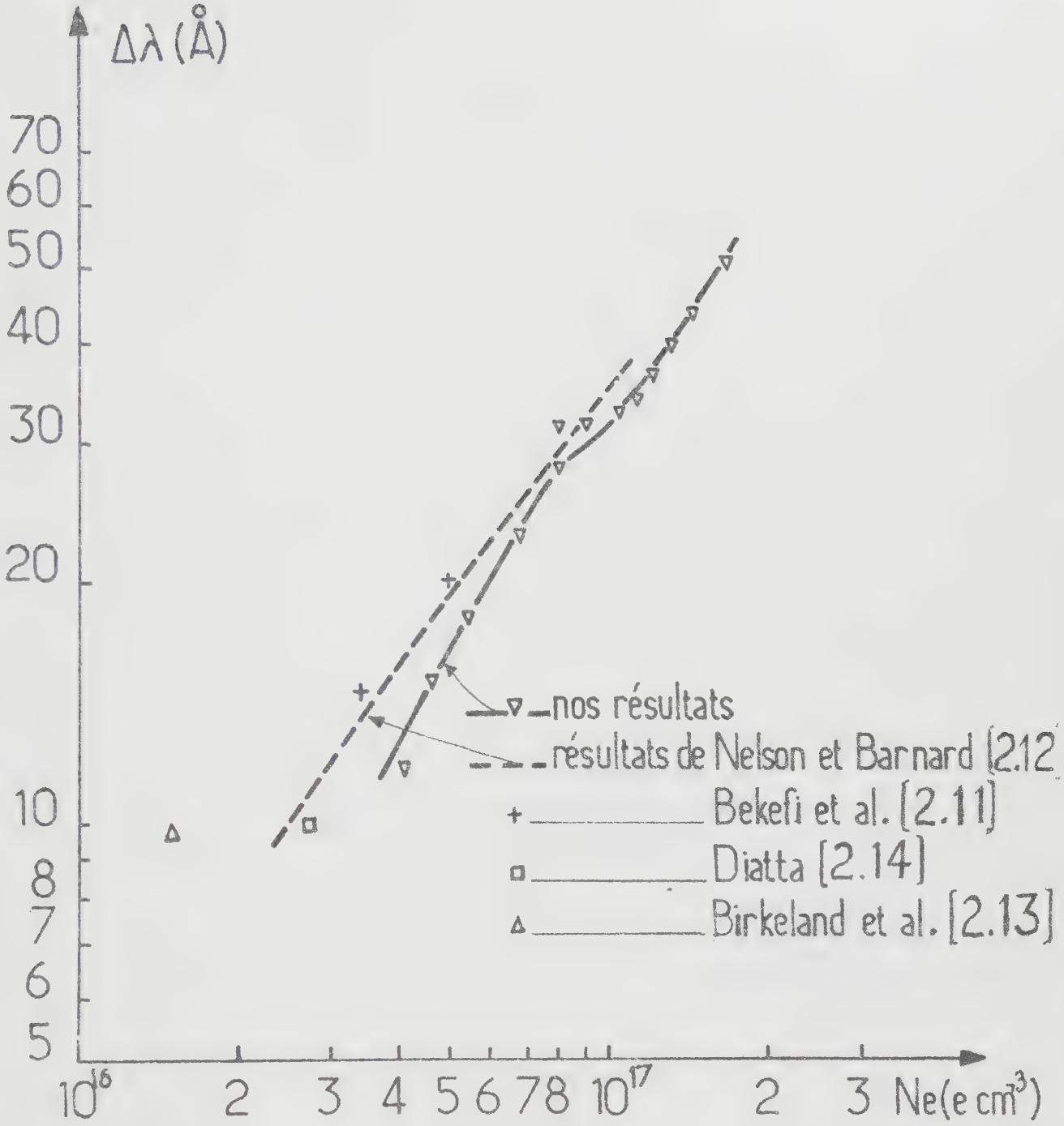


Fig .2.17_ Largeur totale à mi-intensité de la raie He I 4471,5 Å

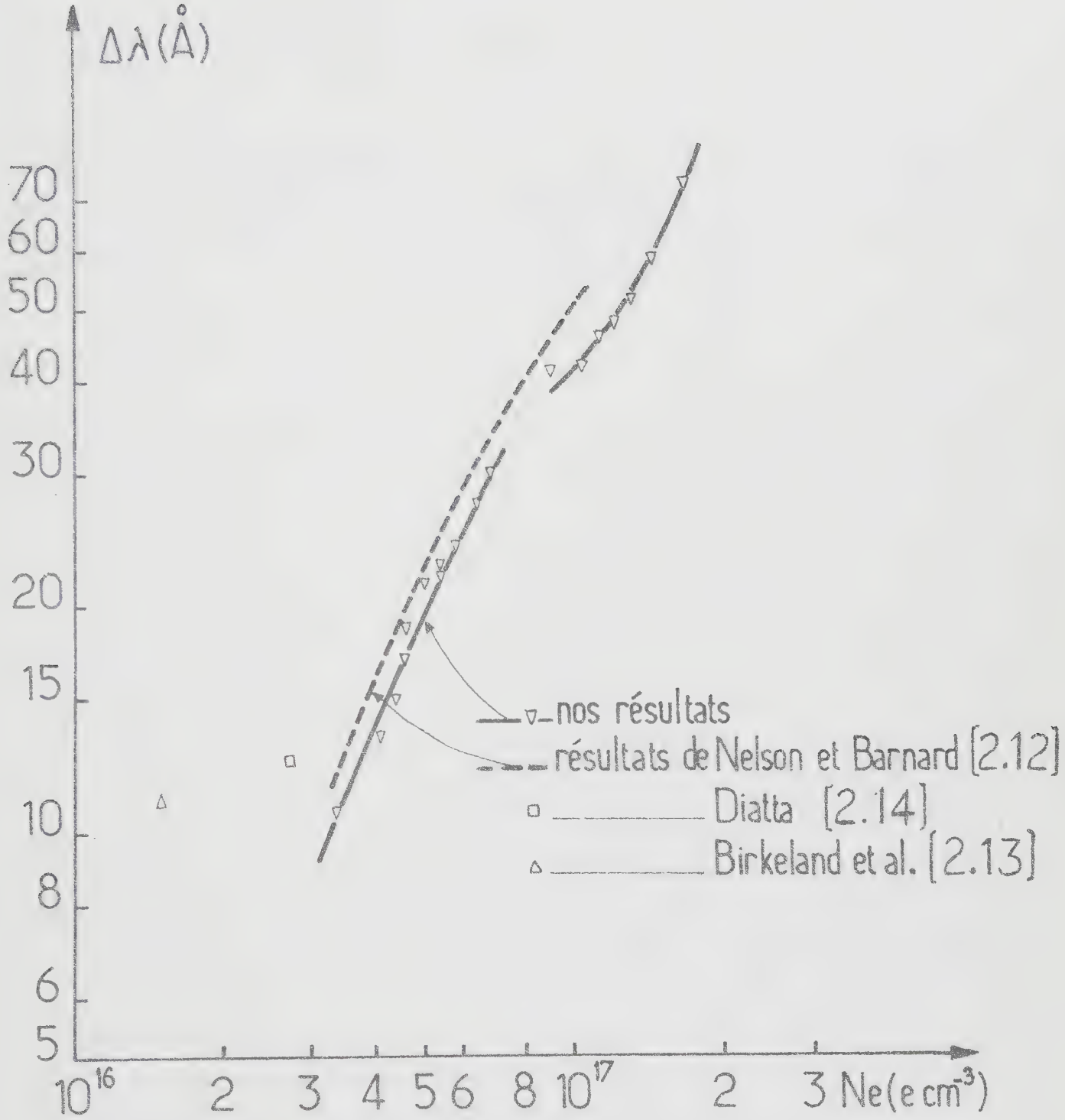


Fig 2.18_Largeur totale à mi-intensité de la raie He I 4921,9 Å.

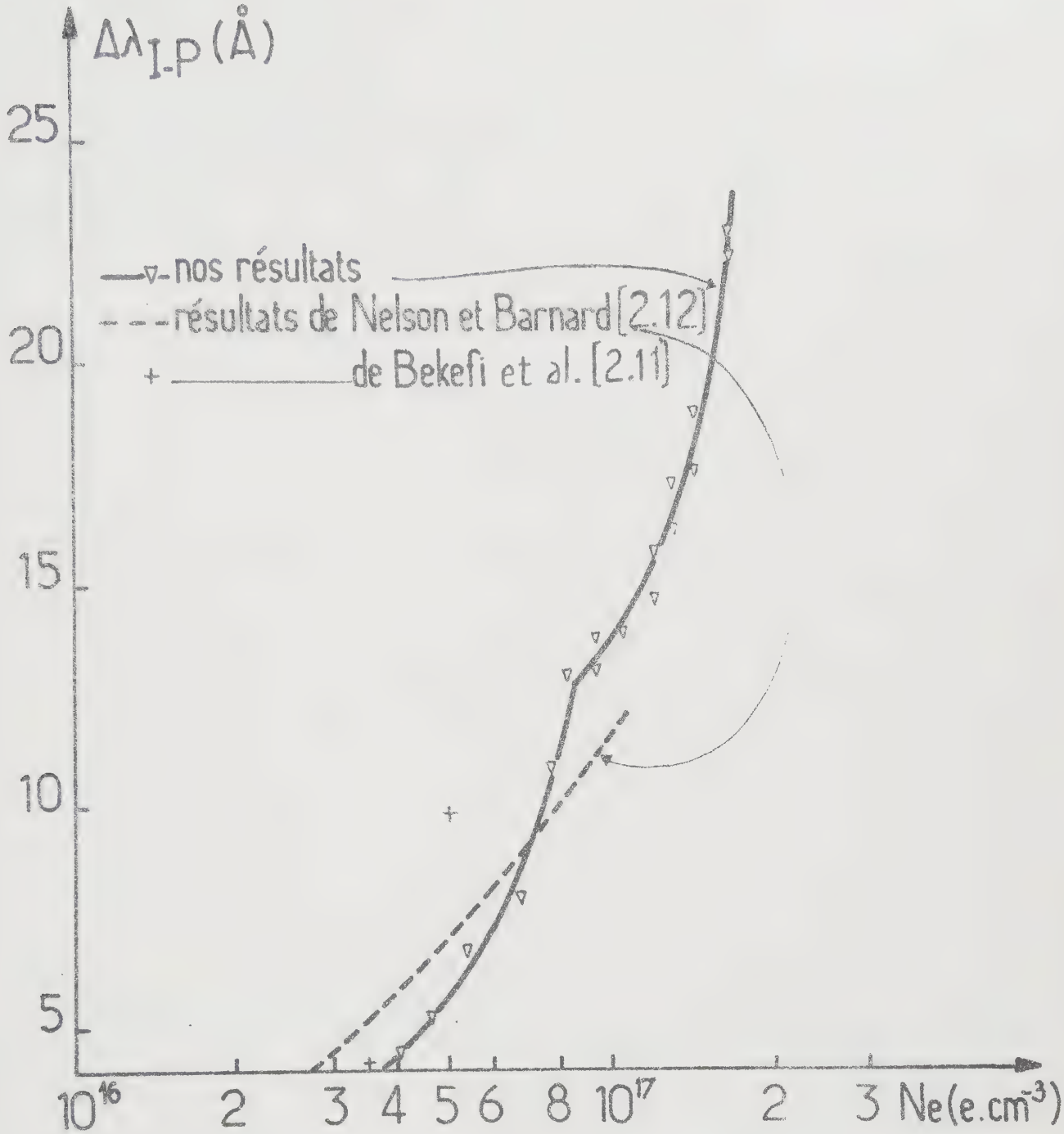


Fig. 2.19 - Raie 4471,5 Å - Distance entre maxima des raies permise et interdite.

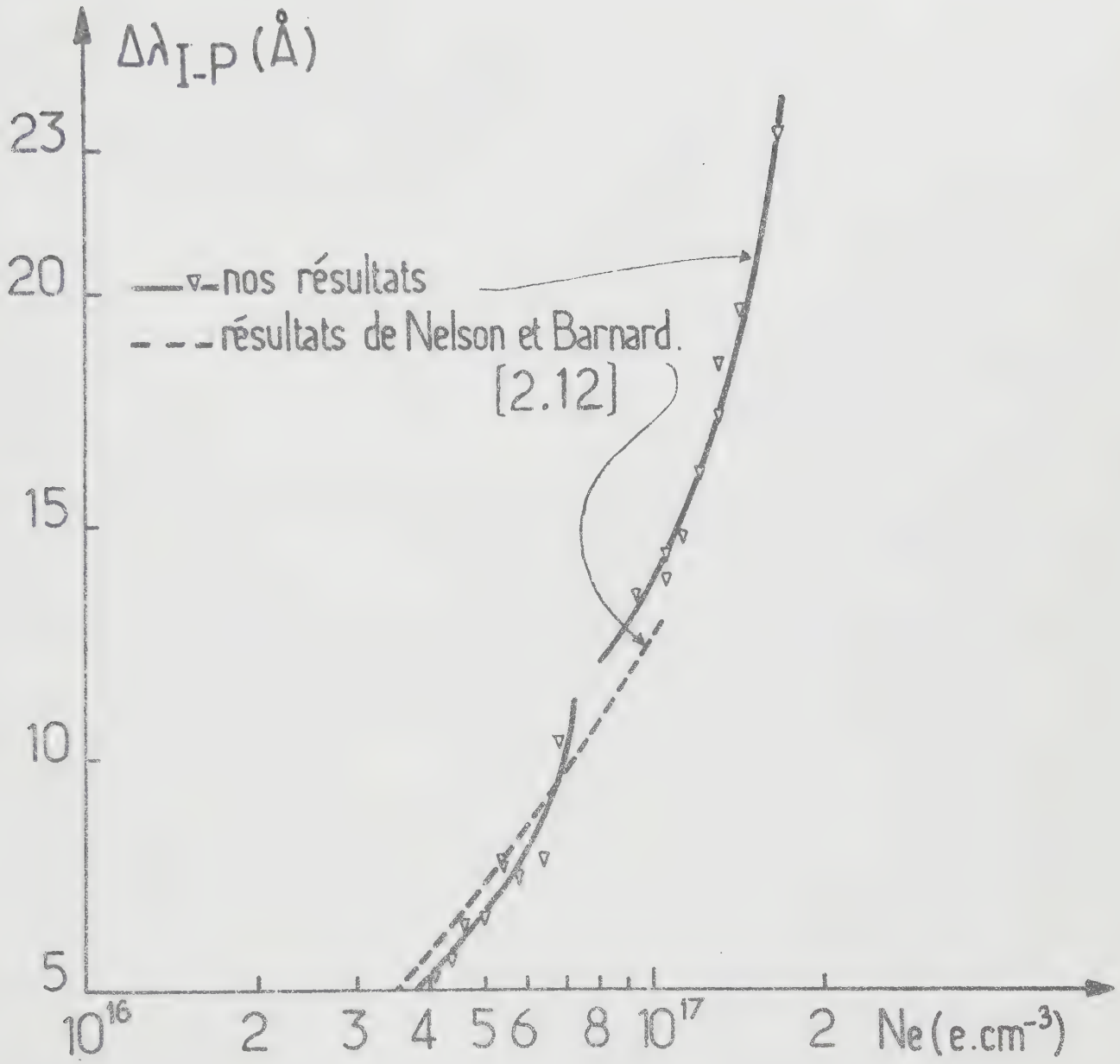


Fig. 2.20 - Raie 4921,9Å - Distance entre maxima des raies permise et interdite. ($4^1F \rightarrow 2^1P$).

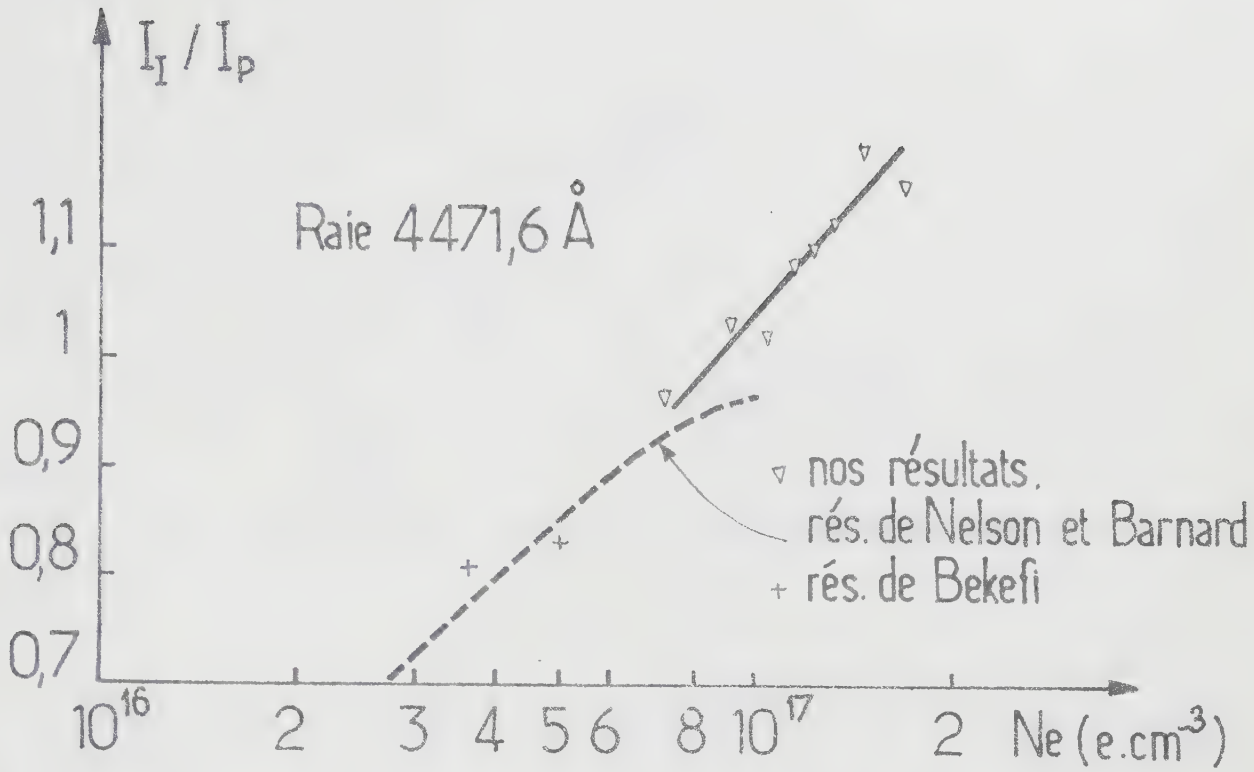


Fig. 2.21 - Rapport d'intensité du maximum de la raie interdite au maximum de la raie permise pour la raie 4471,5 Å

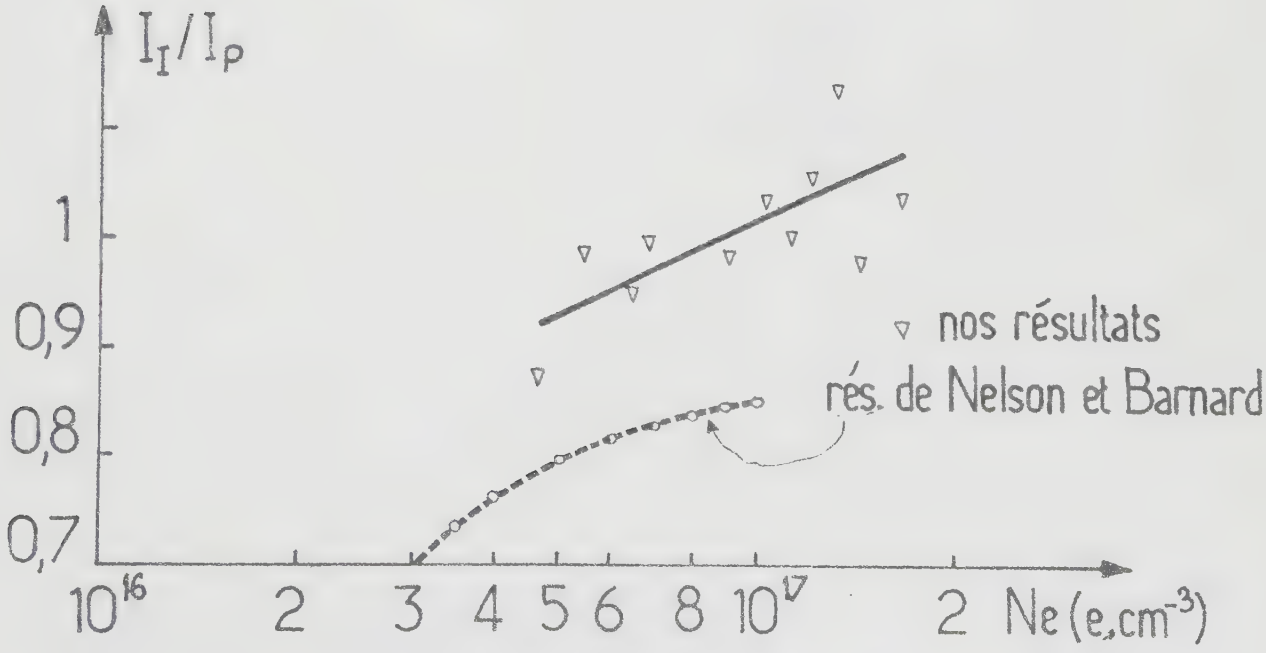


Fig. 2.22 - Rapport d'intensité du maximum de la raie interdite au maximum de la raie permise pour la raie 4921,9 Å

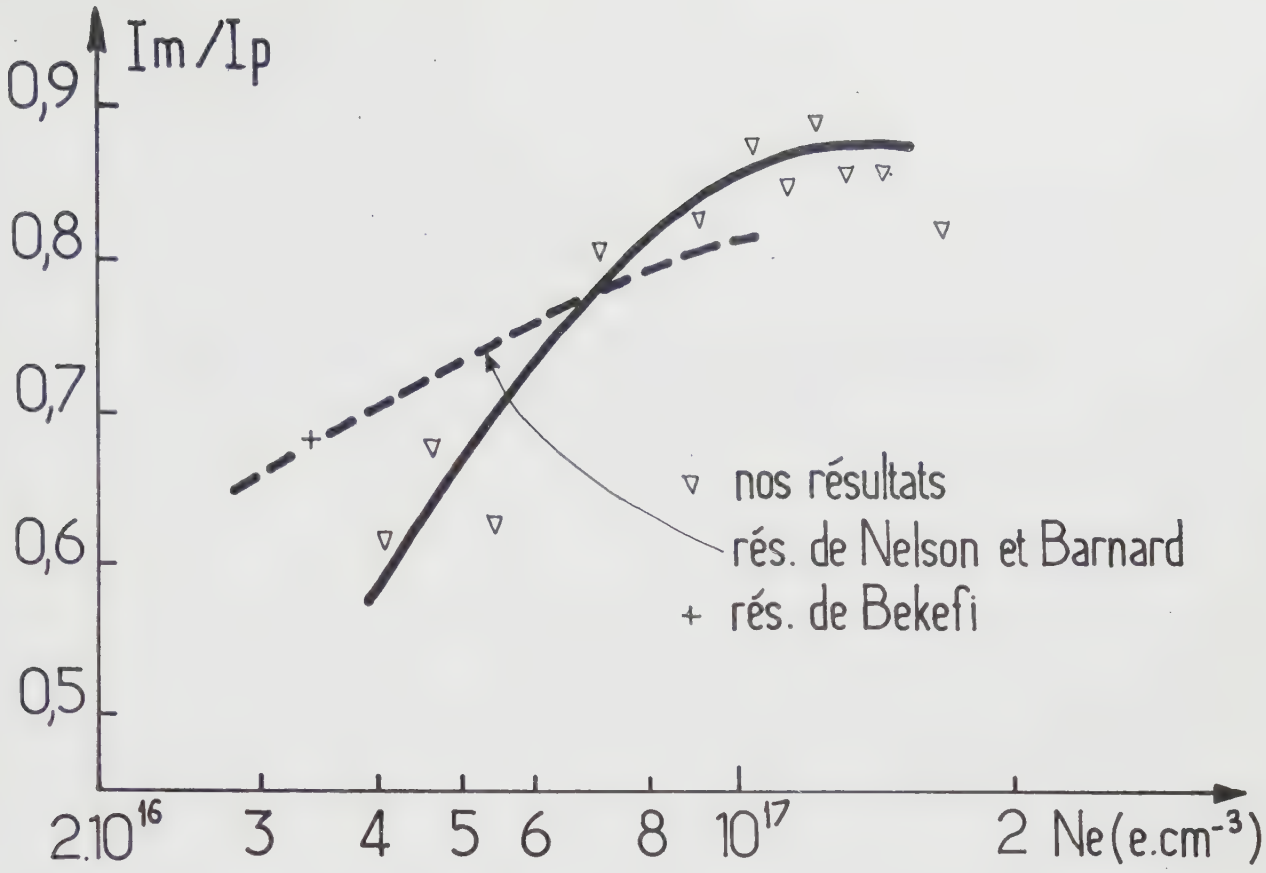


Fig.2.23_Rapport d'intensité Im/Ip pour la raie 4471,5 Å

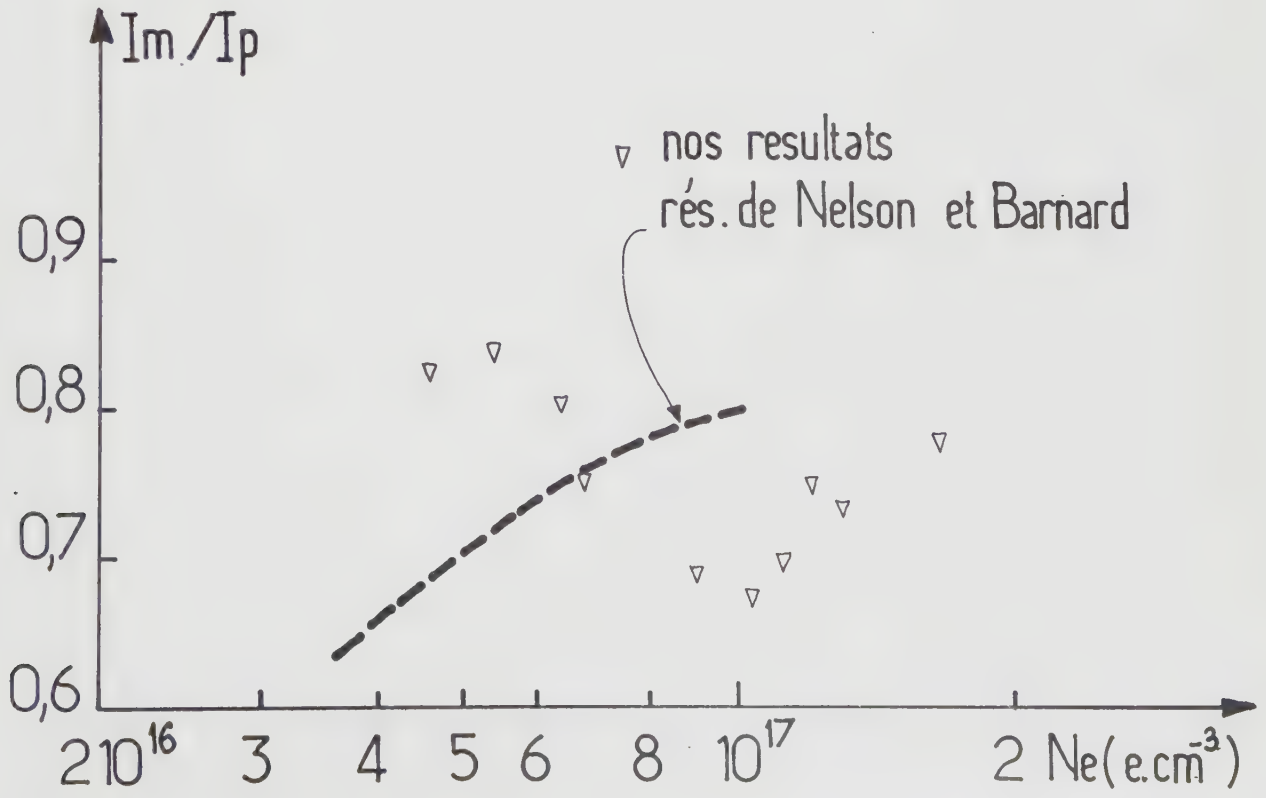


Fig.2.24_Rapport d'intensité Im/Ip pour la raie 4921,9 Å

CHAPITRE 3

ETUDE CINETIQUE DES POPULATIONS DE HeI et HeII, INFLUENCE SUR L'ABSORPTION DES RAIES SPECTRALES

Les méthodes de diagnostic d'un plasma par spectroscopie ne peuvent être utilisées correctement que si on connait bien l'état statistique du plasma et en particulier les populations des niveaux atomiques ou ioniques d'où partent les transitions optiques observées (en émission ou en absorption).

Dans le cas où les conditions de l'E.T.L. (Equilibre Thermodynamique Local) ne sont pas vérifiées pour tous les niveaux de l'atome ou de l'ion nous sommes amenés, pour prévoir l'état du plasma, à considérer tous les processus permettant de passer d'un niveau à un autre et à écrire que l'état statistique du plasma résulte de tous ces processus. L'E.T.L. suppose que les lois de Boltzmann, de Saha et de Kirchoff sont localement vérifiées, ainsi on conçoit que les conditions d'E.T.L. seront d'autant plus difficilement satisfaites que la différence d'énergie entre les niveaux considérés sera plus grande. Pour les niveaux de HeI et de HeII la différence d'énergie ΔE_n entre deux niveaux à nombres quantiques égaux à n et n + 1 ($\Delta E_n = E_{n+1} - E_n$) décroit lorsque n croit, ainsi pour des conditions déterminées de température et de densités électroniques nous devons trouver une valeur limite n_ℓ de n pour laquelle le niveau n est en E.T.L. avec le niveau $n_\ell + 1$, le niveau $n_\ell + 1$ est alors en E.T.L. avec le niveau $n_\ell + 2$, etc ..., nous disons dans ce cas que l'E.T.L. partiel est vérifié pour les niveaux $n > n_\ell$.

Dans les calculs que nous effectuons ici concernant les populations de HeI et HeII nous effectuerons une coupure sur les niveaux, nous supposerons que les niveaux d'énergies supérieures à l'énergie du niveau de coupure sont en E.T.L. partiel et nous calculerons les populations des niveaux d'énergie inférieure.

3.1 - POPULATIONS DES NIVEAUX DE HeI

Nous nous proposons ici, d'une part, de déterminer les populations des niveaux excités de HeI et d'autre part, de nous assurer que pour les transitions qui donnent lieu à des raies satellites de transitions interdites l'autoabsorption ne peut intervenir dans l'interprétation des profils obtenus. Ce calcul portera donc :

- sur les conditions d'E.T.L. du plasma ;
- sur le rôle joué par l'absorption sur les profils et les intensités des principales raies ;
- et, en outre, sur les constantes de temps de relaxation des niveaux d'énergie inférieure à $E_{n\ell}$.

3.1.1 - Hypothèses de travail - Processus pris en compte

3.1.1.1 - Hypothèses de travail

Les diagnostics spectroscopiques que nous effectuons sur la post-décharge du plasma d'Hélium créés par laser portent essentiellement sur les raies de HeI émises par ce plasma, ce sont en particulier les raies $3^3D \rightarrow 2^3P$ (5875,6 Å), $3^1P \rightarrow 2^1S$ (5015, Å) et $3^3P \rightarrow 2^3S$ (3888,6 Å) qui nous permettent de déterminer la température et la densité électronique [3.1] ; sur un certain nombre d'autres raies, en particulier les raies $4^3D \rightarrow 2^3P$ (4471,5 Å) et $4^1D \rightarrow 2^1P$ (4921,9 Å) apparaissent des raies interdites ($4^3F \rightarrow 2^3P$ et $4^1F \rightarrow 2^1P$) ainsi que des raies satellites de ces transitions interdites étudiées par un certain nombre d'auteurs [3.2] dont nous-mêmes.

Pour interpréter correctement les résultats expérimentaux obtenus sur toutes ces raies nous avons été conduits à étudier l'influence éventuelle de l'absorption sur leurs profils - en effet toutes ces raies aboutissent soit à l'un des niveaux métastables (2^3S et 2^1S) soit à des niveaux énergétiquement voisins (2^3P et 2^1P) et dans nos conditions (température électronique comprise entre 5 eV et 1 eV, densité électronique entre 10^{18} e/cm^3 et quelques 10^{15} e/cm^3) ces niveaux sont susceptibles de présenter une surpopulation importante par rapport à l'Equilibre Thermodynamique Local (E.T.L.).

De plus pour la détermination de coefficients de recombinaison, et dans le cadre de ce travail pour étudier quantitativement l'influence respective des électrons et des neutres, nous avons été amenés à calculer les populations du niveau fondamental.

Pour toutes ces raisons, nous avons étudié l'équilibre cinétique des populations des niveaux énergétiquement les plus bas de HeI (1^1S_o, 2^3S, 2^1S, 2^3P et 2^1P dont les densités seront notées par n_1, n_2, n_3, n_4 et n_5) en tenant compte des processus de transfert les plus importants.

Les hypothèses faites ici sont les suivantes :

1. En nous fondant sur les calculs de DEUTSCH [3.3] nous supposons, que pour des densités $n_e \geqslant 2.10^{13}$ e/cm^3 et des températures comparables à celles obtenues ici, l'E.T.L. est vérifié pour les niveaux à $n \geqslant 3$ à mieux que 10 % près.

2. Le plasma est sphérique, ce qui correspond le mieux à la géométrie d'un plasma de laser.

3. Le plasma est homogène en densité et température.

4. Les populations des niveaux évoluent en régime quasi stationnaire - i.e. nous supposons que les relaxations de ces niveaux vers leurs populations d'équilibre sont plus rapides que les variations des paramètres macroscopiques du plasma.

3.1.1.2 - Processus considérés

Nous indiquons dans le tableau 3.1 les processus de transfert dont nous avons tenu compte ; les processus collisionnels avec les électrons et les neutres seront détaillés dans la section 3.1.2, les processus radiatifs à la section 3.1.3.

Nous désignons par n_o la densité de neutres (qui pourra, lorsque les processus avec les neutres sont importants, être confondue avec n_1), n_+ la densité d'ions He^+, T_e la température électronique, T_a la température des neutres (en fait nous pourrons toujours considérer que $T_e = T_a$) et E_i l'énergie du niveau indicé i de HeI.

3.1.2 - Transitions dues aux collisions avec les électrons et les neutres

Pour tous ces transferts nous avons utilisé les valeurs de sections efficaces proposées par DRAWIN [3.4][3.5]. Ces valeurs de sections efficaces sont des expressions semi-empiriques choisies de manière à reproduire de manière satisfaisante les valeurs expérimentales (notamment pour la dépendance en énergie).

TABLEAU 3.1 Processus de transfert considérés partant de l'un des niveaux étudiés ou y aboutissant.

Processus considérés		Taux de la réaction 1	Taux de la réaction 2
Ionisation et recombinaison collisionnelles avec les électrons $He(i) + e \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} He^+ + e + e$		$n_e\, n_i\, S_i$	$n_e^2\, n_+\, Q_i$
Ionisation et recombinaison collisionnelles avec les neutres $He(i) + He \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} He^+ + He + e$		$n_o\, n_i\, S_i'$	$n_o\, n_e\, n_+\, Q_i'$
Excitation et désexcitation collisionnelles avec les électrons $He(i) + e \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} He(j) + e$ $(E_i < E_j)$	transition $i \to j$ optiquement permise	$n_e\, n_i\, C_{ij}$	$n_e\, n_j\, F_{ji}$
	transition $i \to j$ interdite : $i \equiv$ singulet ; $j \equiv$ singulet	$n_e\, n_i\, C_{ij}^{11}$	$n_e\, n_j\, F_{ji}^{11}$
	transition $i \to j$ interdite : $i \equiv$ singulet ; $j \equiv$ triplet	$n_e\, n_i\, C_{ij}^{13}$	$n_e\, n_j\, F_{ji}^{31}$
	transition $i \to j$ interdite : $i \equiv$ triplet ; $j \equiv$ singulet	$n_e\, n_i\, C_{ij}^{31}$	$n_e\, n_j\, F_{ji}^{13}$
Excitation et désexcitation collisionnelle avec les neutres $He(i) + He \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} He(j) + He$ (transition $i \to j$ permise)		$n_o\, n_i\, C_{ij}'$	$n_o\, n_j\, F_{ji}'$
Transition spontanée et photoexcitation $He(j) \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} He(i) + h\nu_{ij}$		$n_j\, A_{ji}$	$n_i\, \gamma_{ij}$
Recombinaison radiative et photoionisation $He^+ + e \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} He(i) + h\nu$		$n_e\, n_+\, \beta_i''$	$n_i\, \beta_i'$

3.1.2.1 - Collisions électroniques

3.1.2.1.1 - Ionisation et recombinaison collisionnelles

L'expression de la section efficace $\sigma_i(E)$ d'ionisation du niveau i par impact d'un électron d'énergie E est :

$$\sigma_i(E) = 2{,}66\ \pi\ a_o^2\ \left(\frac{\chi_H}{\chi_i}\right)^2\ \xi_i\ \frac{(E/\chi_i - 1)}{\left(\frac{E}{\chi_i}\right)^2}\ \ln\ (1{,}25\ \beta_i\ \frac{E}{\chi_i}) \qquad (3.1)$$

où a_o est le rayon de la 1ère orbite de Bohr ($\pi\ a_o^2 = 8{,}797.10^{-17} cm^2$).

χ_H est l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène dans son état fondamental.

$\chi_i = E_\infty - E_i$ est l'énergie d'ionisation de l'atome dans l'état i (He(i)).

ξ_i est un facteur numérique égal à 2 pour l'état fondamental et à 1 pour tous les autres états excités.

$\beta_i = 1 + \frac{Z_{ef}^i - 1}{Z_{ef}^i + 2}$ où Z_{ef}^i est la charge effective pour le niveau i.

(Z_{ef}^i sera explicité au paragraphe 3.1.3. L'erreur commise en prenant $\beta_i = 1$ est faible.

En supposant une distribution maxwellienne des vitesses v_e des électrons, le taux S_i correspondant s'écrit [3.5], en unités c.g.s. :

$$S_i = \langle \sigma_i v_e \rangle = 1{,}46.10^{-10}\ \xi_i\ \left(\frac{\chi_H}{\chi_i}\right)^2\ (T_e\ ^\circ K)^{1/2}\ u_i \psi_1(u_i, \beta_i) \qquad (3.2.a)$$

dans laquelle :

$$\psi_1(u_i, \beta_i) = \int_{u_i}^{\infty} \left(1 - \frac{u_i}{u}\right)\ e^{-u}\ \ln(1{,}25\ \beta_i\ \frac{u}{u_i})\ du \qquad (3.2.b)$$

avec $u = E/kT_e$ et $u_i = \chi_i/kT_e$

La fonction $\psi_1(u_i, \beta_i)$ est intégrée numériquement.

Pour la réaction inverse (recombinaison collisionnelle à deux électrons) nous obtenons le terme Q_i par la relation de microréversibilité et :

$$Q_i = 4,14.10^{-16} \frac{g_i}{2g_{+,1}} T_e^{-3/2} S_i e^{u_i} \qquad \text{(en c.g.s)} \qquad (3.3)$$

où g_i et $g_{+,1}$ sont respectivement les poids statistiques de He(i) et He^+ dans son état fondamental.

3.1.2.1.2 - Excitations et désexcitations collisionnelles - Transitions $i \rightarrow j$ permises

La section efficace $\sigma_{ij}(E)$ adoptée ici pour la transition, d'un état i à un état j, telle que la transition dipolaire $j \rightarrow i$ soit permise, est analogue à l'expression (3.1) :

$$\sigma_{ij}(E) = 4 \pi a_o^2 \left(\frac{\chi_H}{E_{ij}}\right)^2 f_{ij}\, g(U_{ij})$$

avec $$g(U_{ij}) = \alpha_{ij} \frac{U_{ij}-1}{U_{ij}^2} \ln \left[1,25\, \beta_{ij}\, U_{ij}\right] \qquad (3.4.a)$$

où $$U_{ij} = E/\chi_{ij} \quad (\chi_{ij} = E_j - E_i)$$

Cette section efficace s'exprime donc en fonction de la force d'oscillateur f_{ij} de la transition $i \rightarrow j$. α_{ij} et β_{ij} sont des constantes voisines de 1 qui sont introduites pour ajuster l'expression semi-empirique $\sigma_{ij}(E)$ aux courbes expérimentales [3.4].

Le taux de transition C_{ij} a alors pour expression en unités c.g.s.

$$C_{ij} = \langle \sigma_{ij}\, v_e \rangle = 2,186.10^{-10} \left(\frac{\chi_H}{\chi_{ij}}\right)^2 \alpha_{ij}\, f_{ij}\, T_e^{1/2}\, u_{ij}\, \psi_1(u_{ij}, \beta_{ij}) \qquad (3.4.b)$$

où $u_{ij} = \chi_{ij}/kT_e$.

Le coefficient F_{ji} est obtenu par relation de microréversibilité

$$F_{ji} = \frac{g_i}{g_j} e^{u_{ij}} C_{ij} \qquad (3.5)$$

- Transitions optiquement interdites

Les constantes Q_{ij} utilisées ici sont données par DRAWIN [3.4].

. Transitions d'un singulet à un singulet (Ex : $1^1S_o \rightarrow n^1D$)

La section efficace adoptée a pour expression

$$\sigma_{ij}^{11} = 4 \pi a_o^2 Q_{ij} U_{ij}^{-1} \left(1 - \frac{1}{U_{ij}}\right) \qquad (3.6)$$

dans laquelle $U_{ij} = \frac{E}{\chi_{ij}}$ (E est l'énergie cinétique de l'électron incident).

Nous obtenons alors

$$C_{ij}^{11} = 2{,}816.10^{-10} T_e^{1/2} u_{ij} \left[e^{-u_{ij}} - u_{ij} E_1(u_{ij})\right] \qquad (3.7)$$

Les fonctions $E_n(x)$ utilisées ici sont définies par $E_n(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-u}}{u^n} du$.

. Transitions d'un singulet à un triplet (Ex : $1^1S \rightarrow n^3S$)

La section efficace adoptée est de la forme

$$\sigma_{ij}^{13} = 4 \pi a_o^2 Q_{ij} (U_{ij}^2 - 1)/U_{ij}^5 \qquad (3.8)$$

nous obtenons pour le taux correspondant

$$C_{ij}^{13} = 2{,}816.10^{-10} T_e^{1/2} Q_{ij} u_{ij}^3 \left[E_2(u_{ij}) - u_{ij}^2 E_4(u_{ij})\right] \qquad (3.9)$$

. Transitions d'un état triplet à un état singulet (Ex : $2^3S \rightarrow n^1S$)

Nous utilisons pour expression de la section efficace

$$\sigma_{ij}^{31} = 4 \pi a_o^2 Q_{ij} U_{ij}^{-1} \qquad (3.10)$$

D'où : $$C_{ij}^{31} = 2{,}816.10^{-10} T_e^{1/2} Q_{ij} u_{ij} e^{-u_{ij}} \qquad (3.11)$$

Les taux de transferts superélastiques F_{ji}^{11}, F_{ji}^{31} et F_{ji}^{13} sont obtenus par des relations analogues à la relation (3.5) en se référant aux notations du tableau 3.1 .

3.1.2.2 - Collisions avec les neutres

Pour l'ionisation et l'excitation à partir d'un état i d'énergie E_i vers un état f d'énergie E_f, et en posant $\chi_\alpha = E_f - E_i$ nous avons utilisé l'expression de la section efficace σ_{if} donnée par DRAWIN [3.7] dans laquelle nous avons supposé $\frac{M}{M+m_e} \simeq 1$

$$\sigma_{if} = 4 \pi a_o^2 \left(\frac{\chi_H}{\chi_\alpha}\right)^2 \xi_\alpha f_\alpha \frac{2m_e}{m_H} \frac{W_{\alpha-1}}{\left[1+\frac{2m_e}{M}(W_\alpha-1)\right]^2} \qquad (3.12)$$

Ici m_e, m_H et M sont les masses respectives de l'électron, de l'atome d'hydrogène et de l'atome d'hélium.

ξ_α est identique au facteur ξ_i de la relation (3.1) pour l'ionisation et est toujours pris égal à 1 pour l'excitation.

f_α est égal à 1 pour l'ionisation et à la force d'oscillateur f_{ij} pour l'excitation.

$W_\alpha = (E_{He} - \chi_\alpha)/\chi_\alpha$, E_{He} étant l'énergie cinétique, dans un repère lié à la particule excitée ou ionisée, de la particule qui produit le transfert.

Il faut alors intégrer avec une fonction de distribution $F(v_a)$ des vitesses des particules excitatrices prise dans le même repère, et, avec des distributions maxwelliennes à la même température T_a pour les particules cibles et pour les particules excitatrices.

$$F(v_a) = \pi\sqrt{2}\ \left(\frac{M}{2\pi kT_a}\right)^{3/2} v_a^{\,2} \exp\left(-\frac{Mv_a^{\,2}}{4kT_a}\right) \qquad (3.13)$$

3.1.2.2.1 - Ionisation et recombinaison collisionnelles

Après un calcul assez long [3.6] dans lequel nous supposons que $\frac{2m_e}{M} \cdot \frac{1}{v_i} << 1$, ce qui est toujours vérifié dans nos calculs, nous obtenons en unités c.g.s.

$$S_i' = 0{,}802.10^{-14} \left(\frac{\chi_H}{\chi_i}\right)^2 \xi_i \frac{m_e}{m_H} T_a^{\,1/2}\ e^{-v_i} \left\{1+ \frac{1}{v_i}(4-10b)+ \frac{24b}{v_i^{\,2}}(3b-1)+ \ldots\right\} \qquad (3.14)$$

où nous avons posé $b = 2m_e/M$; $v_i = E_i/(kT_a)$

Le coefficient Q_i' est obtenu par microréversibilité

$$Q_i' = 4{,}14.10^{-16} \frac{g_i}{2g_{+,1}} T_a^{-3/2} S_i'\ e^{v_i} \qquad (3.15)$$

3.1.2.2.2 - Excitation et désexcitations collisionnelles

Nous tenons compte seulement des transitions optiquement permises qui sont prépondérantes. Des calculs analogues à ceux du paragraphe précédent donnent

$$C_{ij}' = 0{,}802.10^{-14} \left(\frac{\chi_H}{\chi_{ij}}\right)^2 T_a^{\,1/2}\ f_{ij}\ e^{-v_{ij}} \left\{1+ \frac{4-10b}{v_{ij}} + \frac{24b}{v_{ij}^{\,2}}(3b-1)+ \ldots\right\} \qquad (3.16)$$

où nous avons posé $v_{ij} = \chi_{ij}/kT_a$.

Et pour les termes superélastiques correspondants nous obtenons :

$$F_{ji}' = C_{ij}' \frac{g_i}{g_j} e^{v_{ij}} \qquad (3.17)$$

3.1.3 - Transitions dues au rayonnement

Nous considérons ici les processus de transitions spontanées et de recombinaison radiative (sources de rayonnement) et les processus de photoexcitation et de photoionisation (il sera tenu compte implicitement de l'émission stimulée) qui introduisent un problème de transfert de rayonnement dans lequel interviennent l'émissivité et le coefficient d'absorption du plasma.

3.1.3.1 - Taux de transitions radiatives

3.1.3.1.1 - Transitions spontanées

Le taux de transition d'un état j vers l'état i est $n_j A_{ji}$, où A_{ji} est la probabilité de transition d'Einstein ; la population de l'état j est calculée à l'aide de la loi de Boltzmann si ce niveau est en E.T.L.

3.1.3.1.2 - Recombinaisons radiatives

Ces réactions qui contribuent à la population des cinq niveaux étudiés sont du type

$$He^+ + e \longrightarrow He(i) + h\nu \qquad (3.18)$$

Nous ne tenons compte, ce qui est justifié ici, que de l'état fondamental des ions He^+.

Pour déterminer le taux de recombinaison radiative $n_e n_+ \beta_i$ sur l'état i il nous faut connaitre la section efficace $\sigma_{+,i}(v_e)$ de recombinaison radiative correspondant à une vitesse v_e des électrons qui se recombinent ; à partir de considération de microréversibilité cette section efficace s'exprime en fonction de la section efficace photonique $\sigma_{o,i}(\nu)$ de la réaction inverse de photoionisation correspondant à une fréquence ν des photons incidents par la relation [3.6], [3.7].

$$\sigma_{+,i}(v_e) = \frac{g_i}{g_{+,1}} \frac{h^2\nu^2}{m^2c^2v_e^2} \sigma_{o,i}(\nu) \qquad (3.19)$$

dans laquelle v_e et ν sont reliées par la relation de conservation d'énergie

$$\frac{1}{2} m v_e^2 + \chi_i = h\nu \qquad (3.20)$$

Nous avons utilisé pour expression de $\sigma_{o,i}(\nu)$ une expression analogue à celle valable pour les atomes de type hydrogénoïde.

$$\sigma_{o,i}(\nu) \begin{cases} = 0 & \text{si } \nu < \nu_i^s = \chi_i/h \\ = C_1 \dfrac{(Z_{ef}^i)^4}{\nu^3 n^5} & \text{si } \nu \geq \nu_i^s \end{cases} \qquad (3.21)$$

dans laquelle $C_1 = 2{,}815.10^{29}$ (en c.g.s) et n est le nombre quantique principal du niveau i considéré et Z_{ef}^i (charge effective pour le niveau i) est définie par la relation

$$\chi_i = (Z_{ef}^i)^2 \frac{\chi^H}{n^2} \qquad (3.22)$$

L'hypothèse faite ici est bonne pour des niveaux i de l'atome d'Hélium à $n \geq 3$, nous la prolongerons jusqu'aux niveaux à n = 1 et n = 2 en remarquant que, dans nos conditions, la recombinaison radiative est faible par rapport aux recombinaisons collisionnelles et qu'il suffit d'en obtenir l'ordre de grandeur.

Compte tenu des relations (3.19) à (3.22) nous obtenons

$$\beta_i'' = \langle v_e \cdot \sigma_{+,i}(v_e) \rangle$$

$$= 4\pi C_1 \left(\frac{m}{2\pi kT_e}\right)^{1/2} \frac{g_{o,i}}{g_{+,1}} \frac{h^3}{m^3c^2} \frac{(Z_{ef}^i)^4}{n^5} \exp\left(\frac{(Z_{ef}^i)^2 \chi^H}{n^2 kT_e}\right) E_1\left(\frac{(Z_{ef}^i)^2 \chi^H}{n^2 kT_e}\right) \qquad (3.23)$$

où $E_1(x)$ est une intégrale qui a été définie au paragraphe 3.1.2.1.2.

3.1.3.2 - Taux de photoionisation et de photoexcitation

Nous calculons ici d'abord l'émissivité et le coefficient d'absorption du plasma en tenant compte des transitions libre-lié

et lié-lié, pour ces dernières nous introduisons un profil pour les raies correspondantes en considérant un élargissement Doppler ou un élargissement Stark suivant les conditions imposées (température et densité électroniques).

3.1.3.2.1 - Emissivité du plasma

Nous désignons l'émissivité du plasma à la fréquence ν par ε_ν , l'émissivité dûe au continu par $\varepsilon_{\nu,C}$ (nous ne considérons pas la contribution du bremsstrahlung qui est négligeable dans le domaine spectral étudié) et l'émissivité due aux raies par $\varepsilon_{\nu,L}$ ($\varepsilon_\nu = \varepsilon_{\nu,C} + \varepsilon_{\nu,L}$).

Nous calculons l'émissivité $\varepsilon_{\nu,C}$ à toutes les longueurs d'onde pour lesquelles une photoionisation à partir de l'un des cinq niveaux étudiés est possible, c'est à dire à des fréquences supérieures à la fréquence seuil ν_5^s du niveau i = 5 (2^1P) qui est le plus voisin de la limite d'ionisation. Le rayonnement continu se superposant au rayonnement de raies est calculé également au voisinage des raies considérées (nous avons tenu compte de celles dont les forces d'oscillateur données par WIESE et al. [3.8] sont supérieures à 1/100 environ).

L'émissivité $\varepsilon_{\nu,C}$ est donnée, en tenant compte de la relation (3.20), par

$$\varepsilon_{\nu,C} = \sum_{i=1}^{\infty} n_e\, n_+\, F(v_e)\, \sigma_{+,i}(v_e)\, \frac{h^2\nu}{4\pi m} \qquad (3.24)$$

où $F(v_e)$ est la fonction de distribution maxwellienne des vitesses v_e des électrons ; d'après les relations (3.19) et (3.21) nous prenons $\sigma_{+,i}(v_e) = 0$ pour $\nu < \nu_i^s$.

En tenant compte des expressions (3.21) et (3.22) nous obtenons

$$\varepsilon_{\nu,C} = C_1 \frac{h^4}{c^2} n_e n_+ (2\pi m k T_e)^{-3/2} \exp\left(\frac{\chi_1 - h\nu}{kT_e}\right) \sum_{\nu_i^s < \nu} \left[\frac{(Z_{ef}^i)^4}{n^5} \frac{g_i}{g_{+,1}} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right)\right] \qquad (3.25)$$

Dans cette expression nous n'aurons à considérer qu'un nombre assez limité de niveaux car la série converge assez rapidement.

Pour le calcul de l'émissivité $\varepsilon_{\nu,L}$ due aux raies nous utilisons des profils différents suivant l'importance relative de l'effet Doppler et de l'effet Stark qui sont les facteurs prépondérants d'élargissement. Pour chaque raie nous utilisons une fonction $P(\nu)$ normée

- lorsque l'effet Doppler est prépondérant et en posant :

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_o}{C}\left(\frac{2kT_e}{M}\right)^{1/2}$$

$$P(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{1}{\Delta\nu_D}\exp\left[-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2\right] \qquad (3.26)$$

où $\Delta\nu = \nu - \nu_o$, ν_o étant la fréquence non perturbée de la raie ;

- lorsque l'effet Stark est prépondérant nous admettons que le profil de la raie a une forme de Lorentz et

$$P(\nu) = \frac{1}{\pi}\,\frac{\Delta\nu_{1/2}}{(\Delta\nu)^2 + (\Delta\nu_{1/2})^2} \qquad (3.27)$$

où $\Delta\nu_{1/2}$ est la demi-largeur Stark de la raie à mi-intensité. Les valeurs utilisées ont été tirées de plusieurs articles [3.9], [3.10], [3.11].

Pour les raies qui donnent naissance à des raies interdites (en particulier la raie HeI $4^3D \rightarrow 2^3P$, $\lambda = 4471$ Å) il est difficile d'exprimer analytiquement la forme du profil et nous avons utilisé, lorsque l'effet Stark est prépondérant, un profil de Lorentz de largeur telle que l'intensité maximum normalisée de ce "profil équivalent" soit la même que celle du profil calculé par GRIEM [3.12]. Nous justifions cette approximation par le fait que l'absorption de ces raies dépendra essentiellement de l'émissivité et du coefficient d'absorption au centre de la raie, ce dont nous rendons bien compte par notre méthode.

Au voisinage d'une raie correspondant à la transition d'un état k à un état i l'émissivité est donnée par

$$\varepsilon_\nu = \varepsilon_{\nu,c} + \varepsilon_{\nu,L}$$

$$= \varepsilon_{\nu,c} + \frac{2\pi e^2 h\nu_o^3}{mc^3} f_{ik}\frac{g_i}{g_k} n_k \cdot P_{ik}(\nu) \qquad (3.28)$$

où $P_{ik}(\nu)$ détermine le profil pour la raie $k \rightarrow i$.

3.1.3.2.2 - Coefficient d'absorption

Dans le calcul du coefficient d'absorption K_ν du plasma interviennent les transitions de photoionisation caractérisées par le coefficient d'absorption continue $K_{\nu,c}$ auxquelles s'ajoutent au voisinage des raies les transitions de photoexcitation caractérisées par le coefficient d'absorption de raies $K_{\nu,L}$ ($K_\nu = K_{\nu,c} + K_{\nu,L}$). Nous utilisons en fait un coefficient d'absorption apparente K'_ν (l'émission induite est déduite de l'absorption effective).

$$K'_\nu = K_\nu \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{KT_e}\right)\right] \qquad (3.29)$$

Le coefficient d'absorption par effet photoélectrique $K_{\nu,c}$ s'écrit :

$$K_{\nu,c} = \sum_{i=1}^{\infty} n_i \, \sigma_{o,i}(\nu) \qquad (3.30)$$

et en tenant compte des valeurs adoptées pour $\sigma_{o,i}(\nu)$ nous obtenons

$$K_{\nu,c} = \sum_{\substack{i=1 \\ (\nu_i^s < \nu)}}^{5} n_i \, C_1 \frac{(Z_{ef}^i)^4}{n^5 \nu^3} + \sum_{j=6}^{\infty} n_j \, C_1 \frac{(Z_{ef}^j)^4}{n^5 \nu^3} \qquad (3.31)$$

Dans cette dernière expression nous avons différentié l'absorption à partir de l'un des cinq niveaux étudiés de l'absorption à partir de l'un quelconque des autres niveaux dont la population est déterminée par les hypothèses de l'E.T.L. partiel.

Pour l'absorption due aux transitions lié-lié $K_{\nu,L}$, nous adoptons la même forme de profil $P(\nu)$ que pour l'émission et nous obtenons :

$$K_{\nu,L} = \frac{\pi e^2}{mc} n_i \, f_{ik} \, P_{ik}(\nu) \qquad (3.32)$$

3.1.3.2.3 - Taux de photoionisation et de photoexcitation

Considérons de manière générale un processus d'absorption provoquant une transition de l'atome d'un état 1 à un état 2 et carac-

térisé par une section efficace photonique $\sigma_{1\to 2}(\nu)$ dépendant de la fréquence ν du photon absorbé.

$\sigma_{1\to 2}(\nu)$ sera égal à $\sigma_{o,i}(\nu)$ si la transition est une photoionisation et à

$K_{\nu,L}/n_i$ si c'est une photoexcitation à partir du niveau i.

Nous supposons que le plasma est sphérique et homogène pour ε_ν et K_ν.

Soit S la sphère de plasma, de rayon R, soit un élément de volume dV de plasma, situé à la distance x du centre de la sphère (voir figure [3.1]).

Calculons le nombre de processus $1\to 2$ produits dans toute la sphère par le rayonnement émis dans cet élément de volume.

Considérons une coquille sphérique entourant le point M, centre de dV, et limitée par les sphères Σ_r (de rayon r) et Σ_{r+dr} de rayon r+dr). Le flux de photons de fréquences comprises entre ν et $\nu+d\nu$ qui traverse une surface unité de cette coquille est

$$\phi_\nu d\nu = \frac{4\pi\varepsilon_\nu d\nu\ dV}{h\nu} \cdot e^{-K_\nu r} \cdot \frac{1}{4\pi r^2} \qquad (3.33)$$

Distinguons deux cas :

1) La sphère Σ_r est toute entière intérieure à la sphère S (i.e. $r < R - x$) : l'élément de volume dV émet pour Σ_r dans un angle solide utile $\Omega = 4\pi$.

2) La sphère Σ_r coupe la sphère S (i.e. $R - x \leq r < R + x$) : l'élément dV émet dans un angle solide $\Omega = 2\pi(1-\cos\alpha)$ où 2α est l'angle d'ouverture de la calotte sphérique utile et l'on a :

$$\Omega = 2\pi \left[\frac{R^2-(x-r)^2}{2rx}\right] \qquad (3.34)$$

Dans la coquille considérée, la densité de photons émis par dV est $\phi_\nu d\nu/c$ et le nombre de transitions $1\to 2$ provoquées par le rayonnement émis dans dV pour l'intervalle de fréquence $[\nu, \nu + d\nu]$ est pour toute la coquille utile :

$$\delta\mathcal{N}_{1\to2} = \frac{\phi_\nu d\nu}{c} .n_1.c.\sigma_{1\to2}(\nu).4\pi r^2 dr. \frac{\Omega}{4\pi} \qquad (3.35)$$

$$= \frac{\varepsilon_\nu}{h\nu} .e^{-K_\nu r} .n_1\ \sigma_{1\to2}(\nu)\ \Omega\ dV.dr\ d\nu$$

où n_1 est ici la population de l'état 1.

Le nombre total de processus produits par l'élément dV dans toute la sphère S en une seconde est alors

$$\delta'\mathcal{N}_{1\to2} = \frac{\varepsilon_\nu}{h\nu} n_1\sigma_{1\to2}(\nu)dV\ d\nu\ \{\int_o^{R-x} e^{-K_\nu r} 4\pi dr + 2\pi \int_{R-x}^{R+x} e^{-K_\nu r} \times \frac{R^2-(x-r)^2}{2rx}\ dr\} \qquad (3.36)$$

En intégrant maintenant sur dV dans toute la sphère S nous obtenons le nombre total de réactions $1\to 2$ produits dans la sphère sous l'influence de son propre rayonnement de fréquence comprise entre ν et $\nu + d\nu$.

$$\Delta\mathcal{N}_{1\to2} = \frac{4\pi\varepsilon_\nu}{h\nu} n_1\ \sigma_{1\to2}(\nu)\ I(\nu)\ d\nu \qquad (3.37)$$

où l'intégrale double $I(\nu)$ est définie par

$$I(\nu) = \int_o^R x^2\ \{4\pi \int_o^{R-x} e^{-K_\nu r} dr + 2\pi \int_{R-x}^{R+x} dr\, e^{-K_\nu r} \times \frac{R^2-(x-r)^2}{2rx}\} dx \qquad (3.38)$$

Le calcul de cette intégrale est donné <u>en Appendice 3.A.1</u>.

Nous intégrons ensuite sur ν, depuis la fréquence seuil $\nu^s_{1\to2}$ pour le processus $1\to 2$ jusqu'à l'infini s'il s'agit d'une photoionisation, ou sur toute la raie s'il s'agit d'une photoexcitation.

Le nombre équivalent de processus produit pour un volume unité de plasma par tout le rayonnement de la sphère est alors

$$\mathcal{N}_{1\to2} = \frac{3n_1}{R^3} \int \frac{\varepsilon_\nu}{h\nu}\ \sigma_{1\to2}(\nu)\ I(\nu)\ d\nu \qquad (3.39)$$

Cette dernière intégrale est calculée numériquement.

Nous obtenons alors aisément le coefficient β_i' correspondant à la photoionisation sur le niveau i

$$\beta_i' = \frac{3C_1}{R^3} \frac{(Z_{ef}^i)^4}{n^5} \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{\varepsilon_\nu}{s\, h\nu^4} I(\nu) d\nu \qquad (3.40)$$

En remplaçant $\sigma_{1\to 2}(\nu)$ par $\sigma_{i\to j}$ correspondant à la photoexcitation et défini d'après la relation (3.32) par

$$\sigma_{i\to j} = \frac{\pi e^2}{mc} f_{ij} P_{ij}(\nu) \qquad (3.41)$$

nous obtenons pour le coefficient γ_{ij}

$$\gamma_{ij} = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{3}{R^3} f_{ij} \int_{Raie} \frac{\varepsilon_\nu}{h\nu} P_{ij}(\nu)\, I(\nu) d\nu \qquad (3.42)$$

3.1.4 - Calcul des populations de niveaux et de l'absorption sur les raies

3.1.4.1 - Equations cinétiques et résolution

Tous les taux de transfert étant calculés nous écrivons pour chacun des cinq niveaux étudiés une équation différentielle décrivant pour des paramètres n_e, T_e, T_a et R fixés l'évolution de la population n_i de ce niveau. Nous supposons a priori que chacun de ces niveaux évolue de manière quasi-stationnaire, i.e. $\frac{dn_i}{dt} \simeq 0$, nous calculerons la constante de temps de relaxation du niveau i vers son état d'équilibre et en rapport avec l'expérience de post-décharge, nous vérifierons a posteriori l'hypothèse de quasi-stationnarité.

Le calcul effectué ici est nécessairement itératif car pour chiffrer les termes d'absorption de rayonnement il faut connaitre les populations de tous les niveaux de HeI, y compris de ceux que nous étudions.

3.1.4.1.1 - Equations cinétiques

Ecrivons formellement l'équation différentielle régissant l'évolution de la population d'un niveau i

$$\frac{dn_i}{dt} = a_i + \sum_{j=1}^{5} b_{ij}\, n_j + \sum_{k=1}^{5} C_{ik}\, n_1\, n_k \qquad (3.43)$$

Les termes du second membre sont affectés d'un signe positif s'il s'agit d'un transfert vers le niveau i, d'un signe négatif s'il s'agit d'un transfert à partir du niveau i.

Dans l'expression (3.43) les indices j et k correspondent à l'un des cinq niveaux étudiés. Chacune des cinq équations du type (3.43) est écrite à partir du tableau [3.1] en posant $n_o = n_1$. Le terme a_i est alors la somme algébrique de tous les termes relatifs au niveau i qui ne dépendent pas explicitement des densités n_1, n_2, ... et n_5 ; chacun des termes $b_{ij}n_j$ contient tous les taux qui présentent une dépendance linéaire explicite en $n_j = n_1, n_2, \ldots, n_5$ respectivement ; enfin chacun des termes $C_{ik}n_1n_k$ contient tous les taux qui dépendent explicitement à la fois de n_1 et de $n_k = n_1, n_2, \ldots$ ou n_5.

A titre d'exemple l'évolution de la population du niveau 2^1S (i = 3) s'écrit :

$$\frac{dn_3}{dt} = n_e n_+ (n_e Q_3 + \beta_3) + n_e \sum_{j\neq 5} n_j F_{j3} + \sum_{j\neq 5} n_j A_{j3}$$

$$+ n_1 (n_e n_+ Q'_3 + \sum_{j\neq 5} n_j F'_{j3} + n_e C^{11}_{13}) + n_2 n_e C^{11}_{23}$$

$$- n_3 \left[n_e (S_3 + F^{11}_{31} + F^{13}_{32} + \sum_j C_{3j} + \beta'_3 + \sum_j \gamma_{3j} \right] + n_5 (n_e F_{53} + A_{53})$$

$$- n_1 \left[n_3 (S'_3 + \sum_i C'_{3i}) - n_5 F'_{53} \right] \qquad (3.44)$$

3.1.4.1.2 - Résolution du système d'équations cinétiques

Nous écrivons $\frac{dn_i}{dt} = 0$ pour chaque niveau i étudié.

Le système d'équations (3.43) est résolu par une méthode itérative du fait que les termes d'absorption ne peuvent être chiffrés a

priori. Pour chaque boucle d'itération nous procèdons en deux étapes :

1 - Nous supposons que tous les termes d'échanges dûs aux neutres sont nuls, en particulier tous les termes C_{ik} sont nuls, donc seuls les collisions électroniques et le rayonnement sont pris en compte, nous obtenons alors un système (3.43) d'équations linéaires qui est résolu facilement. Pour la première boucle d'itération nous supposons en outre tous les termes d'absorption nuls et la solution initiale ainsi obtenue est notée ($n_1^{(o)}$, $n_2^{(o)}$, $n_3^{(o)}$, $n_4^{(o)}$ et $n_5^{(o)}$).

2 - Partant de la solution du système linéaire nous utilisons une méthode de Newton pour résoudre le système (3.43) dans lequel nous introduisons tous les termes d'échanges dûs aux neutres. Et nous repartons de la dernière solution obtenue pour calculer les termes d'absorption nécessaire à la boucle suivante. La solution finale est notée (n_1, n_2, n_3, n_4, n_5).

Les calculs ont été effectués pour une série de valeurs de la densité électronique ($n_e = 3.10^{13}$; 10^{14} ; 10^{15} ; 10^{16} ; 10^{17} et 10^{18} e/cm^3) de la température électronique (T_e = 1,25 ; 1,5 ; 2 ; 2,5 ; 3 ; 4 et 5 eV) et deux valeurs de rayon du plasma (R = 0,2 et 0,4 cm) correspondant aux bornes inférieure et supérieure des valeurs expérimentalement pour le plasma de laser que nous étudions. Nous avons fait, pour tous ces calculs, l'hypothèse $T_a = T_e$.

Dans l'exploitation des résultats nous nous sommes intéressés :

1 - à la détermination de l'écart à l'E.T.L. des populations des cinq niveaux étudiés ; ce rapport étant chiffré à l'aide du rapport des populations n_C calculées ici aux populations données par les lois de Boltzmann et Saha n_B (ou n_S). Ceci nous permet en outre de déterminer des conditions d'E.T.L. pour notre plasma;

2 - aux calculs de constantes de temps de relaxation τ_i pour les niveaux étudiés ceci afin de justifier a posteriori notre hypothèse de quasi-stationnarité et de pouvoir utiliser les résultats concernant la population du fondamental dans une étude d'hydrodynamique du plasma et la détermination de coefficients de recombinaison du plasma ;

3 - aux taux d'absorption Λ_{ji} des raies du plasma correspondant aux transitions $j \longrightarrow i$ (i état inférieur).

Les taux d'absorption Λ_{ij} sont donnés par la relation

$$\Lambda_{ji} = (n_i \gamma_{ij})/(n_j A_{ji}) \tag{3.45}$$

Les temps de relaxation τ_i sont calculés à partir de l'équation (3.43) : nous supposons que le niveau i dont nous voulons calculer la constante de temps τ_i de relaxation vers l'état d'équilibre caractérisé par $(n_1, n_2, n_3, n_4, n_5)$ à une population n_i' à l'instant t_o.

$$n_i' = n_i + \Delta n_i \tag{3.46}$$

en reportant dans la $i^{ème}$ équation différentielle du type (3.43) nous obtenons :

$$\frac{dn_i}{dt} = a_i + b_{ii}(n_i + \Delta n_i) + \sum_{j \neq i} b_{ij} n_j + C_{ii} n_1'(n_1 + \Delta n_i) + \sum_{k \neq i} C_{ik} n_1' n_k \tag{3.47}$$

dans laquelle nous posons $n_1' = n_1 + \delta_{1i}.\Delta n_1$ (δ_{1i} est le symbole de Kronecker).

En négligeant les termes éventuels en $\Delta n_1 . \Delta n_i$ et en écrivant que $(n_1, n_2, n_3, n_4, n_5)$ est solution du système stationnaire (3.43) nous obtenons

$$\frac{d(\Delta n_i)}{dt} = \left[b_{ii} + C_{ii} n_1 + \delta_{1i} \sum_k C_{ik} n_k\right].\Delta n_i \tag{3.48}$$

Nous en tirons la constante de temps de relaxation τ_i

$$\tau_i = - 1/(b_{ii} + C_{ii} n_1 + \delta_{1i} \sum_k C_{ik} n_k) \tag{3.49}$$

Cette relation générale doit être modifiée dans le cas où le niveau i est le niveau 2^3P ou le niveau 2^1P ; la population de ces niveaux n'intervient que de manière implicite dans le calcul de l'absorp-

tion sur les raies $2^3P \rightarrow 2^3S$, $2^1P \rightarrow 2^1S$ et $2^1P \rightarrow 1^1S_o$, toute modification de n_i à n_i' de la population de ces deux niveaux modifie non seulement l'émission spontanée sur les trois raies précédentes mais aussi l'absorption sur ces raies, aussi il convient de remplacer les probabilités de transition A_{ij} de ces raies qui interviennent dans le calcul de τ_i par

$$A'_{ij} = A_{ij} (1 - \Lambda_{ij}) \qquad (3.50)$$

où i est le niveau 2^1P, ou le niveau 2^3P et, suivant l'un ou l'autre cas, j, soit le niveau 1^1S_o ou le niveau 2^1S, soit le niveau 2^3S.

3.1.4.2 - Population des niveaux

3.1.4.2.1 - Population des niveaux n = 2 (2^3S, 2^1S, 2^3P et 2^1P)

Les résultats sont donnés sur les figures 3.1 à 3.5 respectivement pour des densités $n_e = 3.10^{13}$, 10^{14}, 10^{15} et 10^{16} e.cm^{-3}.

Pour des densités supérieures les rapports des populations n_C calculées à l'aide des équations cinétiques aux populations de Boltzmann n_B s'écartent toujours de moins de 10 % de la valeur 1 - la condition habituelle permettant d'affirmer que ces niveaux sont à l'E.T.L. est donc bien remplie.

Les densités électroniques nécessaires à l'établissement de l'E.T.L. sont, pour des températures électroniques comprises entre 1,25 et 5 eV, toujours comprises entre 10^{15} et 10^{16} e.cm^{-3} ; ainsi nous nous assurons que dans nos conditions expérimentales nous n'avons pas de surpopulation notable des niveaux à n = 2 dûe aux deux niveaux métastables 2^3S et 2^1S.

Pour des densités $n_e \leqslant 10^{16}$ e/cm^3 l'écart à l'E.T.L. s'accroit quand n_e diminue. En fonction de la température, pour une densité donnée, deux régimes distincts de populations peuvent être distinguées :

- pour les températures les plus basses on observe un écart sensible des populations calculées en tenant compte ou non de l'absorption (influence essentiellement due aux photoexcitations) ;

- au delà d'une certaine température l'absorption ne modifie plus les populations des niveaux n = 2 qui peuvent être alors calculées en tenant compte uniquement des transferts provenant des collisions électroniques et les transitions spontanées.

Aux faibles températures le niveau 2^1P est particulièrement sensible à l'absorption surtout par l'intermédiaire de la raie de résonance $2^1P \rightarrow 1^1S_o$.

3.1.4.2.2 - Population du niveau fondamental (1^1S_o)

A toutes les densités électroniques pour lesquelles les calculs ont été effectués, et pour toute la gamme de température électronique, la population du niveau fondamental calculée n_c présente un écart à la population de Saha correspondante (n_S) et ceci même en tenant compte de l'absorption ; cet écart augmente, à température donnée, quand n_e diminue. Les résultats sont donnés sur la figure 3.6 .

A température fixée, l'extrapolation du rapport n_e/n_S porté en fonction de la densité électronique permet de déterminer approximativement la densité électronique nécessaire à l'établissement de l'E.T.L., les résultats sont portés sur la figure 3.11 .

Ces densités nécessaires à l'E.T.L. sont nettement supérieures à celles que donneraient les conditions imposées par GRIEM [3.9] avec des absorptions identiques sur la raie de résonance $2^1P \rightarrow 1^1S_o$; par contre elles concordent assez bien avec les résultats de DEUTSCH [3.13].

3.1.4.3 - Constantes de temps de relaxation des niveaux

Le tableau 3.2 donne les résultats obtenus pour les constantes de temps de relaxation des niveaux n = 2 calculés à l'aide de la relation (3.49) pour des températures électroniques T_e = 1,25 ; 2 et 5 eV, la première valeur est obtenue en ne considérant que les collisions électroniques et les transitions spontanées (plasma optiquement mince sur toutes les raies et influence des neutres négligeable) la seconde est obtenue en considérant tous les processus, le rayon du plasma étant R = 0,4 cm.

Il faut remarquer qu'aux densités et températures les plus basses l'absorption augmente la constante de temps de relaxation du niveau 2^1P (de plus d'un ordre de grandeur pour T_e = 1,25 eV et $n_e = 3.10^{13}$ et 10^{14} e/cm^3), nous retrouvons ici le rôle prépondérant de l'absorption sur la raie de résonance $2^1P \rightarrow 1^1S_o$ qui contrarie une relaxation essentiellement dûe aux transitions spontanées.

Il faut remarquer par ailleurs qu'aux densités élevées

TABLEAU 3.2 Constantes de temps de relaxation τ_i des niveaux n = 2

n_e en $e.cm^{-3}$, T_e en eV, τ_i en seconde.

La première valeur est calculée sans tenir compte de l'absorption et des neutres (Ex. pour $n_e = 3.10^{13}$ $e.cm^{-3}$ et $T_e = 1,25$ eV, $\tau_{2^3S} = 5,75.10^{-8}$ sec.).

La seconde tient compte de l'absorption et des collisions avec les neutres (Ex. pour $n_e = 3.10^{13}$ $e.cm^{-3}$ et $T_e = 1,25$ eV, $\tau_{2^3S} = 4,50.10^{-8}$ sec.).

T_e \ n_e		3.10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}
1,25	2^3S	5,75 - 08 4,50 - 08	1,73 - 08 1,53 - 08	1,73 - 09 1,66 - 09	1,73 - 10 1,60 - 10	1,73 - 11 1,03 - 11	1,73 - 12 1,70 - 13
	2^1S	1,29 - 08 9,37 - 09	3,86 - 09 3,30 - 09	3,86 - 10 3,67 - 10	3,86 - 11 3,58 - 11	3,86 - 12 2,01 - 12	3,86 - 13 2,88 - 14
	2^3P	3,74 - 08 3,19 - 08	1,60 - 08 1,44 - 08	1,91 - 09 1,83 - 09	1,95 - 10 1,83 - 10	1,95 - 11 1,12 - 11	1,95 - 12 1,79 - 13
	2^1P	5,45 - 10 1,65 - 08	5,22 - 10 6,80 - 09	3,38 - 10 8,14 - 10	7,46 - 11 7,85 - 11	8,49 - 12 3,95 - 12	8,61 - 13 5,10 - 14
2	2^3S	4,05 - 08 4,05 - 08	1,22 - 08 1,21 - 08	1,22 - 09 1,22 - 09	1,22 - 10 1,22 - 10	1,22 - 11 1,22 - 11	1,22 - 12 1,21 - 12
	2^1S	1,25 - 08 1,25 - 08	3,76 - 09 3,75 - 09	3,76 - 10 3,76 - 10	3,76 - 11 3,76 - 11	3,76 - 12 3,76 - 12	3,76 - 13 3,74 - 13
	2^3P	3,09 - 08 3,09 - 08	1,23 - 08 1,23 - 08	1,41 - 09 1,41 - 09	1,43 - 10 1,43 - 10	1,42 - 11 1,43 - 11	1,43 - 12 1,42 - 12
	2^1P	5,44 - 10 9,37 - 10	5,10 - 10 1,38 - 09	3,24 - 10 6,67 - 10	6,83 - 11 7,77 - 11	7,64 - 12 7,79 - 12	7,78 - 13 7,74 - 13
5	2^3S	2,69 - 08 2,69 - 08	8,07 - 09 8,07 - 09	8,07 - 10 8,07 - 10	8,07 - 11 8,07 - 11	8,07 - 12 8,07 - 12	8,07 - 13 8,07 - 13
	2^1S	1,21 - 08 1,21 - 08	3,64 - 09 3,64 - 09	3,64 - 10 3,64 - 10	3,64 - 11 3,64 - 11	3,64 - 12 3,64 - 12	3,64 - 13 3,64 - 13
	2^3P	2,25 - 08 2,25 - 08	8,21 - 09 8,21 - 09	8,97 - 10 8,97 - 10	9,05 - 11 9,05 - 11	9,06 - 12 9,06 - 12	9,06 - 13 9,06 - 13
	2^1P	5,41 - 10 5,41 - 10	5,10 - 10 5,10 - 10	2,93 - 10 2,93 - 10	5,56 - 11 5,56 - 11	6,11 - 12 6,11 - 12	6,17 - 13 6,17 - 13

et aux températures les plus basses le rôle des collisions due aux neutres se fait nettement sentir jusqu'à diviser les constantes de temps de relaxation par un facteur voisin de 10.

La figure 3.7 donne la constante de temps τ_1 de relaxation du niveau fondamental 1^1S_o pour un rayon de plasma R = 0,4 cm, le calcul tient compte de tous les processus considérés ici. La variation de τ_1 en fonction de la température, à densité électronique fixée, est beaucoup plus importante que pour les niveaux à n = 2, ceci tient au fait que les seuils d'excitation et d'ionisation sont beaucoup plus grands que l'énergie moyenne $\frac{3}{2} kT_e$ des électrons et une variation de T_e produit une variation plus grande des moyennes $\langle \sigma v_e \rangle$.

Pour vérifier la validité de l'hypothèse de quasi-stationnarité en égard à la variation des paramètres macroscopiques du plasma nous devons nous assurer que pour une température et une densité électronique déterminées obtenues expérimentalement la plus grande des constantes de temps τ_i est inférieure à la plus petite constante de temps expérimentale τ_{exp} de relaxation des paramètres macroscopiques.

$$\sup (\tau_i) < \tau_{exp}$$

A titre d'exemple, si nous considérons l'évolution du plasma d'helium créé par claquage laser, τ_{exp} estdéterminée par l'évolution de la densité électronique [3.14], pour $n_e = 10^{18}$ e.cm^{-3} et $T_e \simeq 4$ eV nous avons $\tau_{exp} \approx 10^{-6}$sec, et pour $n_e = 5.10^{16}$e.cm^{-3} et $T_e \simeq 3$ eV nous obtenons $\tau_{exp} \approx 10^{-5}$sec, nous vérifions dans chacun de ces cas que τ_1 (la plus grande des valeurs τ_i) est toujours nettement inférieure à τ_{exp}.

3.1.4.4 - Absorption sur les raies

Nous donnons les résultats obtenus pour quelques raies significatives et pour les densités $n_e = 10^{16}$, 10^{17} et 10^{18}e.cm^{-3} respectivement sur les figures 3.8 à 3.10

Dans le cas de la raie de résonance $2^1P \rightarrow 1^1S_o$ (584 Å) le taux d'absorption présente une allure nettement différente pour $n_e = 10^{16}$ et 10^{17}e.cm^{-3} (effet Doppler prépondérant) et pour $n_e = 10^{18}$e.cm^{-3} (effet Stark prépondérant) : pour $n_e = 10^{16}$ et 10^{17}e.cm^{-3} aux faibles tempé-

ratures le taux d'absorption est voisin de 1, voire même légèrement supérieur à 1 (une partie du rayonnement continu émis à des fréquences voisines de la raie produit un supplément d'absorption), pour $n_e = 10^{18} e.cm^{-3}$ et aux faibles températures le taux d'absorption est seulement de l'ordre de 0,8, ceci s'explique d'une part par le fait que la raie est plus large et d'autre part par le fait que les différentes raies de résonance se recouvrent partiellement.

Il faut également noter que dans certaines conditions, aux densités basses et à des températures suffisamment élevées (par ex. pour $n_e = 10^{16} e.cm^{-3}$ et $T_e \geqslant 4$ eV) le plasma est optiquement mince pour les raies de résonance.

En ce qui concerne les transitions aboutissant à l'un des niveaux n = 2, nous avons représenté sur les mêmes figures le comportement de 3 raies caractéristiques : $2^3P \rightarrow 2^3S$ (10830 Å) et $3^3D \rightarrow 2^3P$ (5875 Å) utilisées pour les diagnostics de densité électronique et de température et la raie $4^3D \rightarrow 2^3P$ (4471 Å) qui donne lieu à l'apparition de transitions interdites ($4^3F \rightarrow 2^3P$ et $4^3P \rightarrow 2^3P$) et de raies satellites de la transition interdite $4^3F \rightarrow 2^3P$.

Pour les deux premières l'absorption ne peut être négligée et nous devons pour nos diagnostics corriger les profils et les intensités pour éliminer toute influence de cette autoabsorption.

En ce qui concerne la raie 4471 Å l'absorption peut toujours être considérée comme négligeable compte tenu des températures déterminées expérimentalement, l'autoabsorption ne produit donc aucune distorsion sensible sur les profils observés. Le résultat est le même en ce qui concerne la raie $4^1D \rightarrow 2^1P$ (4922 Å) qui présente une structure analogue (présence d'une transition interdite et de ses satellites).

3.1.4.5 - Types d'équilibre en fonction des valeurs de n_e et T_e

Nous avons déterminé en fonction de n_e et T_e les différents types d'équilibres qui régissent les populations des niveaux les plus bas (n = 1 et n = 2) d'un plasma dense d'hélium.

Les résultats sont reportés sur la figure 3.11 pour le niveau n = 2 et la figure 3.12 pour le niveau fondamental.

Nous avons déterminé, par interpolation pour une température électronique fixée, la densité électronique nécessaire à l'établis-

sement de l'E.T.L. pour chacun de ces niveaux. Pour les niveaux n = 2 cette détermination a été faite isolément pour chaque niveau et nous avons porté sur la figure 3.11 la plus grande des quatre valeurs obtenues, ainsi dans la zone 1 des figures 3.11 et 3.12 il y a E.T.L. respectivement sur les niveaux n = 2 et n = 1. La limite de l'E.T.L. est représentée par la courbe 1 sur les figures 3.11 et 3.12 .

Il est par ailleurs intéressant de déterminer pour quelles valeurs de n_e et T_e (en supposant $T_a = T_e$);

- les neutres jouent un rôle non négligeable dans les transferts inélastiques et superélastiques ;

- les calculs de population de niveaux peuvent être effectués avec un modèle de plasma optiquement mince.

Nous avons supposé que les neutres jouent un rôle non négligeable lorsque les taux de transitions inélastiques $i \rightarrow j$ avec les neutres $n_o n_i C'_{ij}$ atteignent au moins 25 % des taux $n_e n_i C_{ij}$ pour les mêmes transitions inélastiques $i \rightarrow j$ dues aux électrons ; à densité électronique fixée, nous avons déterminé pour quelle température, en tenant compte par ailleurs des absorptions, nous obtenons $n_o n_i C'_{ij} = \frac{1}{4} n_e n_i C_{ij}$. Pour le niveau $i = 1^1S_o$ nous avons fait porter cette détermination sur la transition $1^1S_o \rightarrow 2^1P$ et pour les niveaux n = 2 sur la transition $2^1S \rightarrow 2^1P$ qui est la plus sensible, parmi toutes les transitions inélastiques partant des niveaux n = 2, à une influence importante des neutres. Sur les figures 3.11 et 3.12 , les valeurs ainsi trouvées correspondent à la courbe 3 qui limite la zone D pour laquelle les collisions avec les neutres doivent être considérées. Remarquons que les limites ainsi obtenues correspondent, pour les niveaux n = 2 à un rapport n_o/n_e voisin de $2{,}5.10^2$ et pour le niveau fondamental à un rapport n_o/n_e voisin de $2{,}5.10^3$.

Pour déterminer la limite entre les modèles plasma mince et plasma gris nous avons déterminé à partir des figures 3.2 à 3.6 , à densité électronique fixée et pour un rayon de plasma R = 0,4 cm, la température au-delà de laquelle l'absorption sur les raies ne modifie pas, par rapport à un modèle sans absorption, la population d'un niveau donné ; nous avons reporté les valeurs obtenues sur les figures 3.11 et 3.12 . Les températures limites obtenues pour les niveaux 2^3S et 2^3P sont sensiblement les mêmes et sont représentées par la courbe 2 sur la figure

3.11 , les températures limites pour les niveaux 2^1S et 2^1P sont représentées par la courbe 2' sur la figure 3.11 (l'absorption de la raie de résonance $2^1P \rightarrow 1^1S_o$ produit une repopulation du niveau 2^1P laquelle réagit à nouveau sur la population du niveau 2^1S optiquement lié au niveau 2^1P). Les températures limites obtenues pour le niveau fondamental sont représentées par la courbe 2 sur la figure 3.12 .

En résumé sur les figures 3.11 et 3.12 se rapportant respectivement aux niveaux n = 2 et au niveau fondamental

- dans la zone A il y a E.T.L. sur le niveau considéré ;
- dans la zone B le plasma peut être considéré comme mince sur toutes les raies ;
- dans les zones C et D le plasma est gris au moins pour les raies de résonance et l'absorption influence les populations des niveaux ;
- cette absorption influence en outre les niveaux 2^1P et 2^1S dans la zone C' mais n'agit pas de manière sensible sur les niveaux 2^3S et 2^3P ;
- de plus, dans la zone D, les neutres jouent un rôle important dans les transferts collisionnels.

CONCLUSION

Nous nous sommes intéressés à l'absorption des raies spectrales émises par un plasma sphérique d'hélium en liaison avec l'étude spectroscopique de la post-décharge d'un plasma produit par laser.

Nous avons été conduits à déterminer, en utilisant un modèle quasi-stationnaire, les équilibres cinétiques des populations du niveau fondamental, des deux niveaux métastables 2^3S et 2^1S et des deux niveaux énergétiquement voisins 2^3P et 2^1P.

Les résultats nous permettent :

1 - de déduire les critères de l'E.T.L. partiel sur les niveaux n = 2 et de l'E.T.L. complet sur les niveaux de HeI pour une gamme de température électronique T_e et de densité électronique n_e incluant les valeurs que nous obtenons dans notre expérience;

2 - en liaison avec l'étude hydrodynamique de ce plasma, dans le cas où il n'y a pas E.T.L. complet, de chiffrer la population du niveau fondamental ;

3 - pour les raies à partir desquelles nous effectuons

les diagnostics spectroscopiques de détermination de densité électronique et de température de conclure que l'absorption a peu d'influence et dans le cas où elle intervient de donner les corrections à apporter;

4 - pour les raies sur lesquelles nous observons un effet Stark harmonique par l'apparition de raies satellites de transitions interdites de conclure que l'absorption n'a aucune influence sur les profils de ces raies.

3.2 - POPULATIONS DES NIVEAUX DE HeII

3.2.1 - Introduction

Un calcul analogue à celui concernant les niveaux de HeI a été effectué pour les niveaux de HeII.

Ce calcul est nécessaire :

- pour l'utilisation des intensités de raies de HeII lors de la détermination expérimentale de la température électronique T_e du plasma ;

- pour la détermination des constantes de temps de relaxation des niveaux de HeII. Il faut que nous nous assurions en particulier que ces constantes de temps sont plus courtes que les temps caractéristiques d'évolution du plasma ;

- d'autre part il nous fallait connaître, pour une densité électronique n_e et une température T_e déterminées expérimentalement, le nombre d'électrons suprathermiques créés, par unité de temps, par l'une et l'autre des deux recombinaisons collisionnelles

$$He^{++} + e + e \rightarrow He^{+}(i) + e$$

et $$He^{+}(1) + e + e \rightarrow He(i) + e$$

Dans ces deux réactions les énergies prises par l'électron du membre de droite sont très différentes ; il est donc nécessaire de déterminer l'importance relative de ces deux réactions. Celle-ci dépend des densités d'ions He^{++} et d'ions He^{+}, or, dans notre plasma, le niveau fondamental de l'ion He^{+} n'est certainement pas en E.T.L. avec les niveaux excités de cet ion et, par suite de la quasi-neutralité du plasma, toute

variation de la densité de l'une des espèces d'ions entraine une variation opposée de la densité de l'autre espèce (à densité électronique constante). On voit ainsi que la détermination de n_{++} (densité d'ions He^{++}) pour n_e et T_e fixées implique nécessairement la connaissance de n_+ (densité d'ions He^+) et en particulier de la densité d'ions He^+ dans l'état fondamental.

Nous avons donc été amenés à écrire, pour les niveaux de HeII, un système d'équations cinétiques analogues à celles écrites pour les niveaux de HeI.

3.2.2 - Hypothèses de calcul - Processus pris en compte

3.2.2.1 - Hypothèses de travail

Nous désignons les niveaux de HeII par leur nombre quantique principal (noté i) et les densités respectives des états excités correspondants par n_1^+, n_2^+, etc ...

Le diagramme de Grotrian de ces niveaux est indiqué sur la figure 3.13 ; nous avons indiqué sur ce diagramme les longueurs d'onde des principales raies de HeII.

Dans les calculs effectués ici nous supposerons que l'E.T.L. partiel est vérifié pour les niveaux supérieurs à un niveau i qui doit être fixé. Nous admettons que l'E.T.L. est satisfait entre deux niveaux i et j lorsque la condition

$$C_{ij} \geq 10\, A_{ji} \tag{3.51}$$

est vérifiée. C_{ij} représente le taux de collisions inélastiques entre le niveau i et le niveau j et A_{ji} la probabilité de transition d'Einstein entre j et i. Drawin [3.15] donne alors la condition sur n_e pour que l'état i d'un ion hydrogénoïde de charge (Z - 1) soit en E.T.L. avec les niveaux supérieurs.

$$n_e \geq 7{,}4.10^{18}\, \frac{Z^7}{i^{17/2}} \left(\frac{kT_e}{Z^2 E_1^H}\right)^{1/2} \cdot \psi_2(2\, u_1/j^3) \tag{3.52}$$

où n_e est exprimée en cm^{-3} et où $u_1 = Z^2 E_1^H / kT_e$.

La fonction ψ_2 est analogue à la fonction ψ_1 définie par la relation (3.2.b).

Ainsi pour T_e = 0,5 eV nous trouvons que le niveau i = 5 de HeII est en E.T.L. avec les niveaux supérieurs pour $n_e \geq 0{,}83.10^{12}$ e.cm^{-3}. Ainsi, compte tenu des valeurs de n_e et T_e observées expérimentalement nous disposons d'une grande marge de sécurité pour pouvoir affirmer que les conditions d'E.T.L. sont vérifiées pour ce niveau. Par contre, pour le niveau i = 4, et pour la même valeur de T_e, la condition sur n_e devient $n_e \geq 4{,}6.10^{16}$ e.cm^{-3}. La valeur de T_e choisie peut paraitre trop basse, en fait le coeur du plasma est à une température plus élevée, mais une telle valeur de T_e peut être effectivement rencontrée en périphérie du plasma, zone qui correspond à une diffusion des électrons dans le gaz neutre qui entoure le plasma [3.14].

Aussi nous avons supposé que l'E.T.L. partiel est vérifié pour les niveaux i $\geq$ 5 et nous avons effectué les calculs de populations de niveaux pour les 4 niveaux inférieurs.

Les hypothèses utilisées ici sont par ailleurs les mêmes que celles utilisées pour les calculs sur les niveaux de HeI (plasma sphérique, homogène en densité et température et populations quasi-stationnaires - cette dernière hypothèse sera discutée a posteriori).

3.2.2.2 - Processus considérés

Nous avons indiqué dans le tableau 3.3 les processus de transfert considérés, en même temps que les notations pour les différents taux de transfert. Compte-tenu des résultats précédemment obtenus pour HeI et des faibles taux obtenus, pour les réactions de recombinaison radiative et de photoionisation d'une part, et pour les transferts collisionnels qui font intervenir des neutres d'autre part, nous n'avons pas introduit ces réactions dans les calculs effectués ici.

3.2.3 - CALCUL DES TAUX DE REACTIONS

3.2.3.1 - Processus collisionnels

3.2.3.1.1 - Collisions avec les électrons

Nous avons adopté ici encore les expressions de section efficaces d'ionisation et d'excitation proposées par Drawin [3.4], [3.5].

Pour l'ionisation la section efficace σ_i^+ d'ionisation de l'ion $He^+(i)$ est formellement identique à l'expression (2.1). Moyennée sur une fonction de distribution maxwellienne des vitesses nous obtenons un taux S_i^+ qui s'exprime de la même manière que S_i dans la relation (3.2.a).

TABLEAU 3.3 Processus de transfert considérés dans le calcul des populations des niveaux de HeII.

Processus considérés	Taux de la réaction 1	Taux de la réaction 2
Ionisation et recombinaison collisionnelles avec les électrons : $He^{+}(i) + e \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} He^{++} + e + e$	$n_e\, n_1^{+}\, S_i^{+}$	$n_e^{2}\, n_{++}\, Q_i^{+}$
Excitation et désexcitation collisionnelles avec les électrons : $He^{+}(i) + e \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} He^{+}(j) + e \quad (E_i \quad E_j)$	$n_e\, n_i^{+}\, C_{ij}^{+}$	$n_e\, n_j^{+}\, F_{ji}^{+}$
Transitions spontanées et photoexcitation $He^{+}(j) \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} He^{+}(i) + h\nu_{ij} \quad (E_i < E_j)$	$n_j^{+}\, A_{ji}^{+}$	$n_i^{+}\, \gamma_{ij}^{+}$
Couplage entre un état $He^{+}(i)$ $(i \neq 1)$ et l'état fondamental de HeI $He^{+}(i) + He(1\,^1S_o) \xrightarrow{1} He^{+}(1) + He^{+}(1) + e$	$n_o\, n_i^{+}\, \varphi_i$	

Le terme Q_i^+ correspondant à la recombinaison collisionnelle sur le niveau i s'exprime à l'aide d'une relation de microréversibilité analogue à l'expression (3.3).

Pour l'excitation du niveau i vers le niveau j la section efficace σ_{ij}^+ sera différente de l'expression adoptée pour σ_{ij}. En effet la section efficace de collision inélastique sur un ion est presque constante au voisinage du seuil, par comparaison avec les valeurs trouvées expérimentalement Drawin propose l'expression

$$\sigma_{ij}^+(E) = 4\pi a_o^2 \left(\frac{\chi^H}{E_{ij}}\right)^2 f_{ij}\, g\left(\frac{E}{E_{ij}}\right) \qquad (3.53)$$

avec $$g\left(\frac{E}{E_{ij}}\right) = g(U_{ij}) = \begin{cases} 0{,}302 & \text{pour } 1 \leq U_{ij} \leq 3{,}85 \\ \dfrac{U_{ij}-1}{U_{ij}^2} \ln(1{,}25\, U_{ij}) & \text{pour } U_{ij} > 3{,}85 \end{cases}$$

Si nous moyennons cette section efficace sur une fonction de distribution maxwellienne nous obtenons un coefficient C_{ij}^+ donné par la relation :

$$C_{ij}^+ = \langle \sigma_{ij}^+(v_e).v_e \rangle = 2{,}186.10^{-10} \left(\frac{\chi_H}{E_{ij}}\right)^2 f_{ij}\, T_e^{1/2}\, u_{ij}\, \psi_2(u_{ij}) \qquad (3.54a)$$

où la fonction ψ_2 est définie par :

$$\psi_2(u_{ij}) = \frac{0{,}302}{u_{ij}} \int_{u_{ij}}^{3{,}85\, u_{ij}} u\, e^{-u}\, du + \int_{3{,}85\, u_{ij}}^{\infty} \left(1 - \frac{u_{ij}}{u}\right) e^{-u} \ln\left(1{,}25\, \frac{u}{u_{ij}}\right) du \qquad (3.54b)$$

avec $u_{ij} = E_{ij}/kT_e$.

La fonction ψ_2 est calculée numériquement.

Le coefficient F_{ji}^+ est calculé à l'aide d'une relation analogue à (3.5).

3.2.3.1.2 - Couplage entre les états excités de HeII et l'état fondamental de HeI.

La réaction considérée ici s'écrit :

$$He^+(i) + He(1^1S_o) \rightarrow He^+(1) + He^+(1) + e \qquad (3.55)$$

Elle peut s'interprèter comme étant le résultat d'un double processus :

1. Emission d'un photon correspondant à la transition $He^+(i) \rightarrow He^+(1) + h\nu_{i1}$
2. Photoionisation de HeI dans l'état fondamental 1^1S_o par le photon émis.

La réaction est possible pour tout niveau $i \geq 2$ car l'énergie $h\nu_{i1}$ est toujours supérieure à l'énergie d'ionisation de $He(1^1S_o)$.

La section efficace de cette réaction dépend de la vitesse relative v_a des deux particules du membre de gauche de (3.55) et est donnée [3.16] par :

$$\sigma_i(v_a) = 2{,}3\pi a_o^2 \left[\frac{\sigma_{0,1}(\nu_{i1})}{\pi a_o^2} \left(\frac{\chi_H}{E_{1i}}\right)^2 f_{1i} \frac{c}{v_a}\right]^{2/5} \qquad (3.56)$$

où E_{1i} et f_{1i} sont respectivement l'énergie et la force d'oscillateur de la transition du niveau 1 au niveau i de HeII. c est la vitesse de la lumière.

$\sigma_{0,1}(\nu)$ est la section efficace de photoionisation du niveau fondamental de HeI par un photon de fréquence ν.

Dans un plasma pour lequel les densités d'ions $He^+(i)$ et d'atomes HeI dans l'état fondamental sont simultanément élevées, cette réaction est importante pour deux raisons :

1. Elle est une cause supplémentaire de désexcitation de $He^+(i)$.
2. Si nous retenons comme valeur de la section efficace de photoionisation l'expression (3.21), lorsque i augmente les trois termes $\sigma_{0,1}(\nu_{i1})$, $1/E_{1i}^2$ et f_{1i} diminuent et donc σ_i diminue. Alors on peut prévoir, si la réaction décrite ici est suffisamment efficace, une inversion de population pour certains niveaux, par exemple pour les niveaux i = 3 et i = 2 [3.17].

Les valeurs de $\sigma_{0,1}(\nu)$ utilisées ici sont les valeurs théoriques données par Cooper [3.18]. Les trois valeurs nécessaires à notre

calcul sont respectivement :

$$\sigma_{0,1}(\nu_{21}) = 3.10^{-18}\text{cm}^2 \; ; \; \sigma_{0,1}(\nu_{31}) = 2{,}02.10^{-18}\text{cm}^2 \text{ et } \sigma_{0,1}(\nu_{41}) = 1{,}79.10^{-18}\text{cm}^2$$

Le taux φ_i de la réaction (3.55) s'obtient en moyennant σ_i sur la fonction de distribution $F(v_a)$ définie par (3.13)

$$\varphi_i = \langle v_a \, \sigma_i(v_a) \rangle = C_i \frac{2^{8/5}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{kT_a}{M}\right)^{3/10} \Gamma\left(\frac{9}{5}\right) \qquad (3.57)$$

où $$C_i = 2{,}3 \, \pi \, a_o^2 \left[\frac{\sigma_{0,1}(\nu_{i1})}{\pi \, q_o^2}\right]^{2/5} \left(\frac{\chi_H}{E_{1i}}\right)^2 f_{1i}.c$$

3.2.3.2 - Processus liés au rayonnement

3.2.3.2.1 - Transitions spontanées

Les probabilités de transition d'Einstein A^+_{ji} de HeII s'expriment simplement à l'aide des probabilités de transition correspondantes A^H_{ji} de l'hydrogène par la relation : $A^+_{ji} = Z^4 \, A^H_{ji} = 16.A^H_{ji}$.

Pour les probabilités de transition de l'hydrogène nous avons utilisé les tables de Wiese et al. [3.8].

3.2.3.2.2 - Absorption des raies

Le coefficient γ^+_{ij} qui détermine l'absorption des raies de HeII est calculé par la méthode décrite au paragraphe (3.1.3.2).

Le problème qui se pose ici est celui du choix du profil (profil Doppler ou profil Stark) pour les raies considérées. Ce choix est particulièrement important pour les raies de résonance qui, en général, sont les plus absorbées. Au moment où ce calcul a été effectué nous ne disposions pas de résultats théoriques pour l'élargissement Stark de ces raies, en extrapolant les résultats concernant l'hydrogène (même structure électronique), nous avons fait l'hypothèse que l'élargissement Doppler reste prépondérant même pour des densités électroniques n_e aussi élevées que 10^{18} e/cm^3 et pour des températures ioniques de quelques électron-volts.

Un article récent [3.19], qui donne les élargissements Stark de plusieurs raies de HeII, nous a convaincu que notre hypothèse est justifiée pour la première raie de résonance mais moins bonne pour les autres

raies de résonance; ainsi pour $n_e = 10^{18} e.cm^{-3}$ et $T_e = 4$ eV les valeurs respectives des demi-largeurs à mi-intensité Stark ($\Delta\lambda_s 1/2$) et Doppler ($\Delta\lambda_D 1/2$) sont

- pour la raie $\lambda = 304$ Å(L_α) : $\Delta\lambda_s 1/2 = 3{,}58.10^{-3}$ Å et $\Delta\lambda_D 1/2 = 1{,}08.10^{-2}$ Å

- pour la raie $\lambda = 256$ Å(L_β) : $\Delta\lambda_s 1/2 = 9{,}35.10^{-2}$ Å et $\Delta\lambda_D 1/2 = 9{,}14.10^{-3}$ Å.

Pour les autres raies de résonance les valeurs de $\Delta\lambda_s 1/2$ sont du même ordre de grandeur que celles pour la raie L_β. Ainsi dans notre calcul les absorptions sur les raies de résonance, autres que L_α, seront surestimées mais dans la mesure où la raie L_α ne sera jamais totalement absorbée la population du niveau fondamental sera déterminée essentiellement par le comportement de cette raie (les autres raies de résonance ont des probabilités de transition d'au moins un ordre de grandeur inférieures et par suite les termes de transitions entre ces niveaux restent inférieurs à ceux qui correspondent à L_α - absorption déduite).

Pour les autres raies (séries de Balmer et Paschen) nous avons utilisé les profils expérimentaux donnés par Eberhagen et Wunderlich [3.20]. Ils ont été approximés analytiquement de manière à calculer l'intégrale (3.38) pour l'absorption de ces raies [3.21].

Lorsque les largeurs Stark et Doppler sont du même ordre de grandeur la convolution des deux profils a été effectuée [3.21].

3.2.4 - Calcul des populations de niveaux

3.2.4.1 - Equations cinétiques et résolution

Nous avons écrit un système d'équations cinétiques, analogue au système (3.43), pour les quatre premiers niveaux de HeII. Les données introduites sont : n_e, T_e, $T_a (= T_e)$, R et la densité n_1 d'atomes neutres dans l'état fondamental extraite des calculs effectués précédemment sur HeI. Nous supposons que les populations des niveaux peuvent être considérées ici encore comme étant quasi-stationnaires.

3.2.4.1.1 - Equations cinétiques

Du fait que nous ne tenons pas compte ici de réactions faisant intervenir des processus à deux ions le système d'équations cinétiques $dn_i/dt = 0$, où $i = 1$ à 4, est formellement un système linéaire à 4 équations de la forme :

$$\frac{dn_i^+}{dt} = a_i + \sum_{j=1}^{4} b_{ij}\, n_j^+ = 0 \qquad (3.58)$$

Mais l'absorption reste non linéaire pour ce système - dans les coefficients b_{ij} interviennent des coefficients γ_{ij}^+ qui eux-mêmes font intervenir les populations n_j^+.

A titre d'exemple, écrivons l'équation qui régit la population du niveau i = 2

$$\frac{dn_2^+}{dt} = n_e(n_e n_{++} Q_2^+ - n_2^+ S_2^+ + \sum_{j>2} n_j^+ F_{j2}^+ + n_1^+ C_{12}^+ - \sum_{j>2} n_2^+ C_{2j}^+ - n_2^+ F_{21}^+)$$

$$- n_2^+ A_{21}^+ + n_1^+ \gamma_{12}^+ + \sum_{j>2} n_j^+ A_{j2}^+ - n_2^+ \sum_{j>2} \gamma_{2j}^+ - n_o n_2^+ \varphi_2 \qquad (3.59)$$

3.2.4.1.2 - Résolution du système d'équations cinétiques

Une difficulté supplémentaire apparait dans la résolution du système (3.59), en effet il nous faut connaitre la densité d'ions He^{++} mais cette densité n_{++}, par la relation de quasi-neutralité du plasma

$$\sum_{i=1}^{n_{max}} n_i^+ + 2.n_{++} = n_e \qquad (3.60)$$

dépend des populations des niveaux de HeII. n_{max} représente ici la limite de la sommation qui provient de l'abaissement du potentiel d'ionisation [3.9].

Les populations des niveaux de nombre quantique n supérieur à 4 s'écrivent :

$$n_j^+ = n_e n_{++} \frac{g_j^+}{2g^{++}} \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\chi_j^4}{kT_e}\right) \quad , g^{++} = 1 \qquad (3.61)$$

où g_j^+ et χ_j^+ représentent respectivement le poids statistique et l'énergie d'ionisation (réduite de l'abaissement du potentiel d'ionisation) de $He^+(j)$.

Compte tenu de la relation (3.61) et des équations du type (3.59) le système (3.58) peut être réécrit comme système en $\rho_j = n_j^+/n_{++}$ (les termes a_i dépendent tous linéairement de n_{++}. Nous résolvons le système en ρ_i et nous imposons la condition (quasi-neutralité)

$$\sum_{i=1}^{n_{max}} \rho_i + 2 = n_e/n_{++} \qquad (3.62)$$

qui permet de calculer de nouvelles densités n_{++} et n_i^+. La densité initiale n_{++} est la densité calculée par l'équation de Saha.

A cause de l'absorption la résolution du système reste itérative.

Les calculs ont été effectués pour les mêmes valeurs de n_e, T_e et R que celles utilisées pour les calculs des populations des niveaux de HeI.

3.2.4.2 - Constantes de temps de relaxation des niveaux

La détermination des constantes de temps de relaxation des niveaux est, comme nous l'avons déjà signalé, très importante car des résultats obtenus dépendra la possibilité ou non de déterminer les densités respectives d'ions He^+ et He^{++}.

Pour le niveau fondamental de HeII

La figure 3.14 donne la constante de temps τ_1^+ de relaxation du niveau fondamental en fonction de T_e pour plusieurs valeurs de la densité électronique.

Nous constatons que, sauf aux fortes densités et pour les températures les plus élevées considérées ici, le niveau fondamental relaxe lentement. Et la condition $\tau_{exp} < \tau_1^+$ n'est vérifiée, si l'on tient compte de l'absorption,

- pour $n_e = 10^{18} e/cm^3$, que pour $T_e \gtrsim 4$ eV
- pour $n_e = 10^{17} e/cm^3$, que pour $T_e \gtrsim 4{,}5$ eV.

Remarquons que l'absorption a pour résultat de diminuer la constante de temps de relaxation de ce niveau, or comme au début de la post-décharge la densité du plasma est élevée ($n_e \gtrsim 10^{18} e/cm^3$) et la tempé-

rature $T_e > 4$ eV (dans les conditions expérimentales où nous avons travaillé) la population du niveau fondamental de HeII atteint rapidement une valeur suffisante pour que cette absorption intervienne - en particulier sur les raies de résonance - et nous pouvons utiliser les résultats obtenus en tenant compte de cette absorption.

Pour les autres niveaux excités de HeII

Les constantes de temps de relaxation des niveaux n = 2 et n = 3 de HeII sont représentées sur les figures 3.15 et 3.16 respectivement.

Ici la condition de quasi-stationnarité est toujours satisfaite.

L'effet de l'absorption est inverse de celui produit pour τ_1^+ : l'absorption a pour effet de ralentir la relaxation des niveaux n = 2 et n = 3, la raison en est que ces niveaux relaxent essentiellement par transitions spontanées - les populations de ces niveaux sont, au moins pour $T_e > 2$ eV, essentiellement déterminées par la compétition des collisions inélastiques et des transitions radiatives - ainsi l'absorption peut diminuer considérablement les pertes radiatives de ces niveaux et ralentir leur dépopulation. Pour une densité électronique plus élevée les collisions inélastiques deviennent plus importantes et l'écart entre les constantes de temps (avec et sans absorption) diminue.

Remarque : Sur les figures 3.15 et 3.16 nous constatons que pour les valeurs les plus basses de la température ($T_e < 2$ eV) les constantes de temps de relaxation diminuent avec T_e. Ce résultat doit être attribué à l'influence des collisions :

$$He(1^1S_o) + He^+(i) \longrightarrow He^+(1) + He^+(1) + e$$

Les valeurs des populations de HeI dans l'état fondamental utilisées ici sont celles déterminées par les calculs du paragraphe 3.1. Cette diminution de τ_2^+ et τ_3^+ est essentiellement due à des populations n_1 de $He(1^1S_o)$ qui sont de plus en plus grandes lorsque T_e diminue.

Pour le niveau n = 2 cette réaction intervient de façon notable lorsque $n_1/n_e \gtrsim 1$.

Pour le niveau n = 3 elle intervient seulement pour $n_1/n_e \gtrsim 50$.

Dans certaines conditions de densité et de température il est même possible que la constante de temps τ_2^+ soit inférieure à τ_3^+. Ainsi on peut envisager, à la condition de pouvoir reproduire expérimentalement les conditions utilisées dans ce calcul, de réaliser sur un plasma transitoire d'hélium une inversion de population du niveau n = 3 par rapport au niveau n = 2 de HeII par l'intermédiaire du processus indiqué ici. Notons que cette inversion de population n'est pas rencontrée dans notre calcul, cela tient au fait que nous avons fait l'hypothèse d'un régime quasi-stationnaire pour tous les niveaux, y compris le niveau fondamental, ce qui a pour conséquence d'introduire un mécanisme de "saturation" du niveau n = 2, notamment par l'intermédiaire de la raie de résonance L_α.

3.2.4.3 - Population des niveaux

Nous avons représenté sur les figures 3.17 , 3.18 et 3.19 les rapports des populations n_1^+, n_2^+ et n_3^+ calculées ici aux populations qui seraient données, pour les mêmes valeurs de n_e et T_e par les lois de Boltzmann et Saha. Les résultats ont montré que, dans les conditions du calcul, le niveau n = 4 est toujours en E.T.L. avec le continu.

Dans les conditions rencontrées dans notre expérience (10^{16}e.cm^{-3} $\lesssim n_e \lesssim$ 10^{18}e.cm^{-3} - T_e > 2 eV) le niveau n = 3 est toujours également en E.T.L. avec le continu ($0{,}9 \leq n_c/n_B \leq 1{,}1$). Par contre pour le niveau n = 2 il faut que $n_e \gtrsim 10^{17}$e.cm^{-3} pour qu'il en soit de même ; remarquons que, pour ce niveau, l'absorption écarte des conditions d'E.T.L. cette absorption a pour effet de mieux coupler ce niveau au fondamental, ainsi une surpopulation du fondamental réagit sur la population du niveau n = 2.

En ce qui concerne le fondamental ce niveau, en régime quasi-stationnaire, est toujours surpeuplé par rapport à l'E.T.L. sauf pour des densités $n_e \gtrsim 10^{18}$e.cm^{-3} avec $T_e \gtrsim 3$ eV. L'écart à l'E.T.L. s'accroit lorsque la densité diminue.

Nous avons représenté sur les figures 3.20 , 3.21 et 3.22 les densités n_1^+, n_2^+, n_3^+ et n_4^+ ainsi que la densité n_{++} d'ions He^{++}. Les valeurs données ici sont utilisées au chapitre 2 et au chapitre 5. Insistons sur le fait que les valeurs données sur ces figures doivent être utilisées avec précaution ; compte tenu du fait que nous avons introduit l'hypothèse d'un système quasi-stationnaire, il faut au préalable vérifier que les temps de relaxation des paramètres du plasma sont plus longs que le

temps de relaxation du niveau $He^+(1)$ pour les mêmes conditions de température et de densité électroniques.

Nous n'avons pas représenté les taux d'absorption des raies de HeII. Les résultats significatifs obtenus étant :

- la raie de résonance L_α est toujours fortement absorbée pour $n_e \geq 10^{17} e/cm^3$: le taux d'absorption correspondant est, dans ces conditions, toujours supérieur à 0,95, il est pratiquement constant (compris entre 0,987 et 0,989) pour $n_e = 10^{18} e/cm^3$ et pour T_e variant de 1,25 à 5 eV;

- les raies autres que les raies de résonance ne subissent pas d'absorption notable sauf la raie Balmer $\alpha(\lambda = 1215\ \mathring{A})$ pour des températures $T_e \gtrsim 2,5$ eV et à forte densité.

REFERENCES

[3.1] G. BARAVIAN, J. BRETAGNE, J.L. DELCROIX, J. GODART et G. SULTAN, C.R.A.S. 267, 639 (1968).

[3.2] H.J. KUNZE, H.R. GRIEM, Phys. Rev. Letters 21, 1048 (1968).
B. YA'AKOBI, G. BEKEFI, Phys. Letters 30A, 537 (1969).
G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, J.L. GODART et G. SULTAN, Phys. Letters 30A, 198 (1969).
G.V. ZELENIN, A.A. KUTSYN, M.E. MAZNICHENKO, O.S. PAVLICHENKO and V.A. SUPRANENKO, J.E.T.P. 31, 1009 (1970).

[3.3] C. DEUTSCH, Phys. Letters, 28A, 525 (1969).

[3.4] H.W. DRAWIN, Rapport EURATOM-CEA-Fontenay-aux-Roses n° 383 (1967).

[3.5] H.W. DRAWIN, Z. für Physik, 211, 404 (1968).

[3.6] J. BRETAGNE, Rapport interne, L.P. 122, Orsay (Déc. 1970).

[3.7] J. RICHTER, Chap. I, in Plasma Diagnostics (Ed. W. LOCHTE-HOLTGREVEN), North-Holland Pub. Comp., Amsterdam (1968).

[3.8] W.L. WIESE, M.W. SMITH and B.M. GLENNON, Atomic Transition Probabilities, Vol. 1, Hydrogen Through Neon. N.B.S. 4 (1966).

[3.9] H.R. GRIEM, Plasma spectroscopy. Mc Graw-Hill Book Co., N.Y. (1964).

[3.10] H.R. GRIEM, 8ème C.I.P.I.G. Vienne, p. 433 (1967).

[3.11] W. BOTTICHER, O. RODER and K.H. WOBIG, Z. für Physik 175, 480 (1963).

[3.12] H.R. GRIEM, Astrophys. J. 154, 1111 (1968).

[3.13] C. DEUTSCH, Phys. Letters, 28A, 752 (1969).

[3.14] G. SULTAN, Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris XI, Centre d'Orsay (1971).

[3.15] H.W. DRAWIN, Z. Physik, 228, 99 (1969).

[3.16] L.I. GUDZENKO, Yu. K. ZEMTSOV, S.I. YAKOVLENKO, J.E.T.P. Letters, 12, 167 (référence traduction américaine).

[3.17] Yu. K. ZEMTSOV. 9ème C.I.P.I.G. Bucarest, p. 599 (1969).

[3.18] J.W. COOPER, Phys. Rev., 128, 681 (1962).

[3.19] P.C. KEPPLE, Phys. Rev. A, 6, 1 (1972).

[3.20] A. EBERHAGEN, R. WUNDERLICH, Z. Physik, 232, 1 (1970).

[3.21] G. CALLEDE, Programme POPULA, Lab. de Physique des Plasmas. Orsay.

APPENDICE 3.A.1

L'intégrale I(ν) donnée par la relation (38) s'écrit comme somme de deux termes

$$I_1(\nu) = 4\pi \int_o^R x^2 \{ \int_o^{R-x} e^{-K_\nu r} \, dr \tag{A.1}$$

et $$I_2(\nu) = 2\pi \int_{R-x}^{R+x} e^{-K_\nu r} \cdot \frac{R^2-(x-r)^2}{2rx} \, dr \, dx \tag{A.2}$$

$I_1(\nu)$ se calcule aisément en intégrant plusieurs fois par parties et nous obtenons

$$I_1(\nu) = 4\pi \left(\frac{R^3}{3K_\nu} - \frac{R^2}{K_\nu^2} + \frac{2R}{K_\nu^3} - \frac{2}{K_\nu^4} + \frac{2}{K_\nu^4} e^{-K_\nu R}\right) \tag{A.3}$$

Pour le calcul de $I_2(\nu)$ intervertissons les intégrations sur x et r :

$$I_2(\nu) = \pi \int_o^{2R} \frac{e^{-K_\nu r}}{r} \{ \int_{R-r}^{R} x(R^2-(x-r)^2)dx \} dr \tag{A.4}$$

nous obtenons

$$I_2(\nu) = \pi \int_o^{2R} e^{-K_\nu r} (3R^2 r - 4r^2 R + \frac{17}{12} r^3) dr \tag{A.5}$$

En décomposant cette intégrale et en intégrant par parties il vient

$$I_2(\nu) = \frac{4\pi R^3}{3K_\nu} e^{-2K_\nu R} + \frac{R^2}{K_\nu^2}(3\pi - 4\pi e^{-2K_\nu R}) - \frac{R}{K_\nu^3}(8\pi + 9\pi e^{-2K_\nu R})$$

$$+ \frac{17\pi}{2K_\nu^4}(1+e^{-2K_\nu R}) \tag{A.6}$$

Nous obtenons finalement

$$I(\nu) = \frac{4\pi R^3}{3K_\nu}\left(1-e^{-2K_\nu R}\right) - \frac{\pi R^2}{K_\nu^2}\left(1+4e^{-2K_\nu R}\right) - \frac{9\pi R}{K_\nu^3}e^{-2K_\nu R}$$

$$+ \frac{\pi}{K_\nu^4}\left(\frac{1}{2} + 8e^{-K_\nu R} - \frac{17}{2}e^{-2K_\nu R}\right) \qquad (A.7)$$

Les valeurs de $K_\nu R$, suivant la fréquence ν, peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur autour de 1 ; aussi nous approximons pour les valeurs de $K_\nu R$ grandes et petites la fonction $I(\nu)$ par :

1. pour $K_\nu R$ grand ($K_\nu R \geq 10$)

$$I(\nu) = \pi \frac{R^3}{K_\nu}\left(\frac{4}{3} - \frac{1}{K_\nu R} - \frac{9}{K_\nu^2 R^2} + \frac{0,5}{K_\nu^3 R^3}\right) \qquad (A.8)$$

notons qu'en reportant cette expression dans la relation (39) le premier terme introduit la fonction source $S_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{K_\nu}$.

2. pour $K_\nu R$ petit ($x = K_\nu R \leq \frac{1}{20}$) nous prenons les développements limités de toutes les exponentielles jusqu'à un ordre suffisant et nous obtenons

$$I(\nu) = \pi R^4 \left(\frac{4}{3} - \frac{17}{5}x + \frac{23}{3}x^2 - \frac{257}{630}x^3 + \ldots\right) \qquad (A.9)$$

tous les termes de degrés inférieurs à 0 s'annulant.

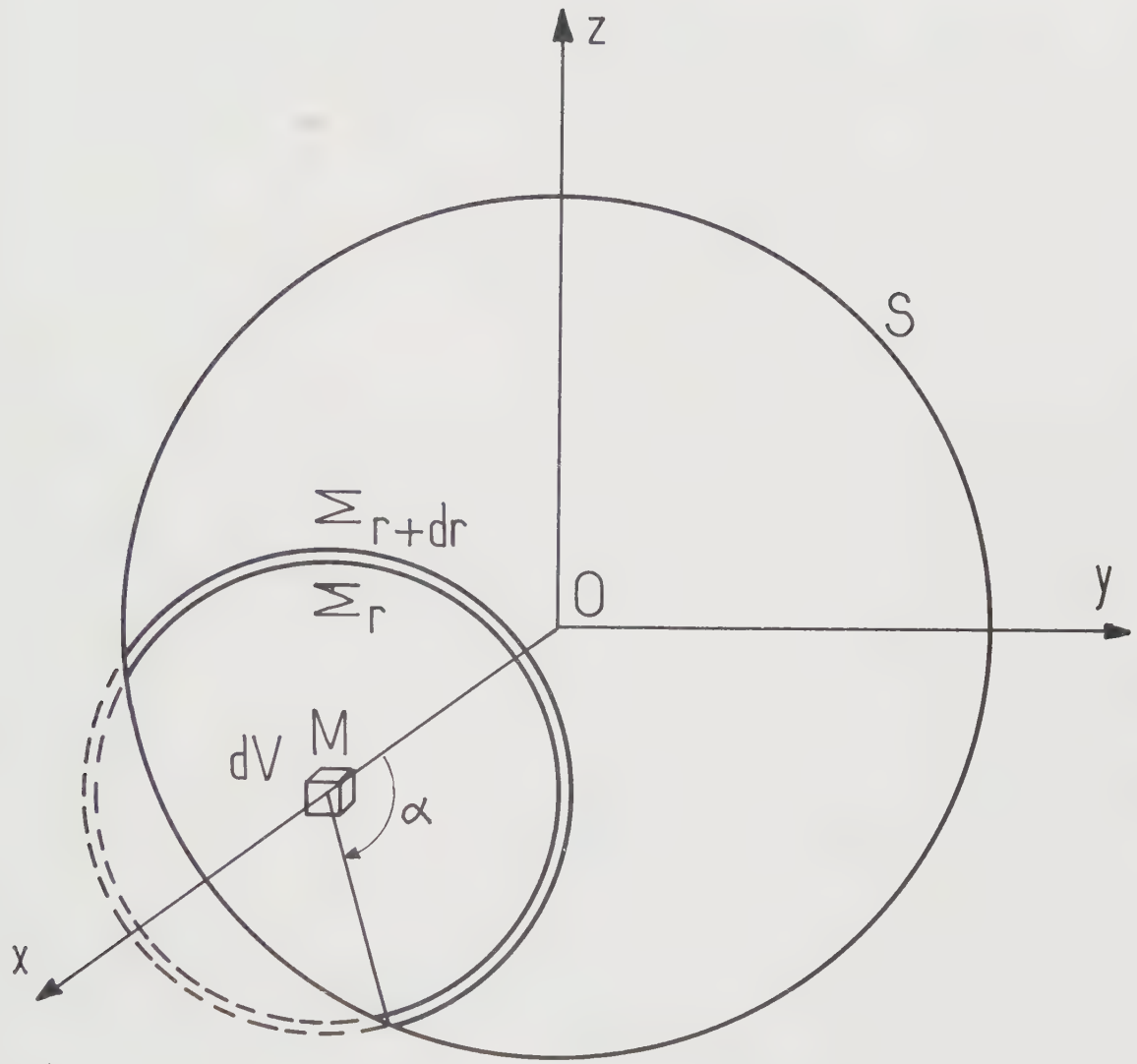


Fig. 3.1

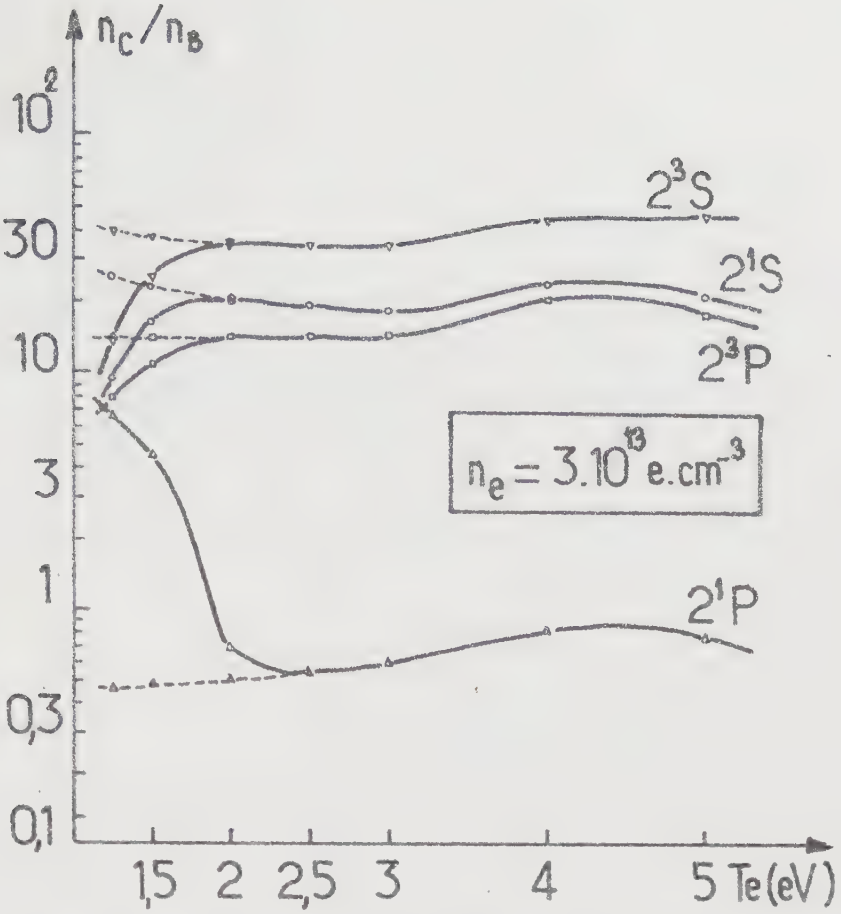


Fig.3.2 _ Rapports des populations calculées n_c aux populations de Boltzmann n_B pour les niveaux n = 2 de HeI. $n_e = 3.10^{13}$ e.cm^{-3} R = 0,4 cm.

Calculs effectués ___ Sans absorption et sans collisions avec les neutres.

—— Avec l'absorption et les collisions avec les neutres.

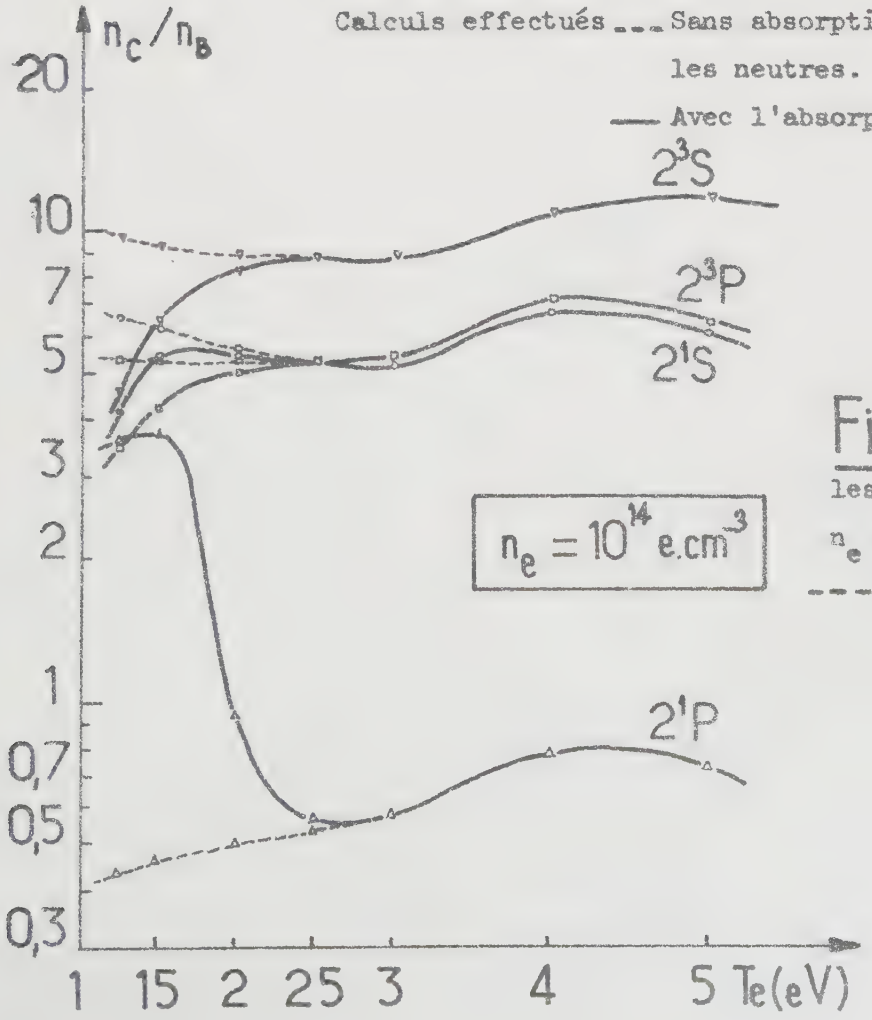


Fig.3.3 _ Rapports n_c/n_B pour les niveaux n = 2 de HeI $n_e = 10^{14}$ e.cm^{-3}. R = 0,4 cm.

___ et —— Voir figure 3.2.

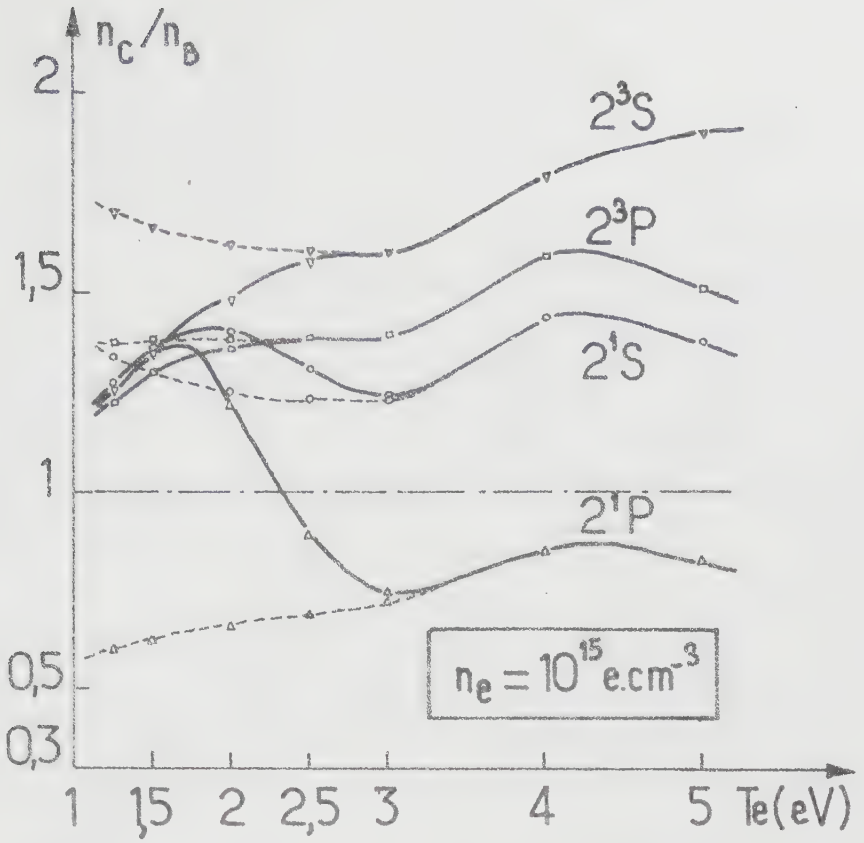


Fig.3.4 — Rapports des populations calculées n_c aux populations de Boltzmann n_B pour les niveaux n = 2 de HeI.
$n_e = 10^{15}$ e.cm^{-3}. R = 0,4 cm.
---et ——Voir figure 3.2.

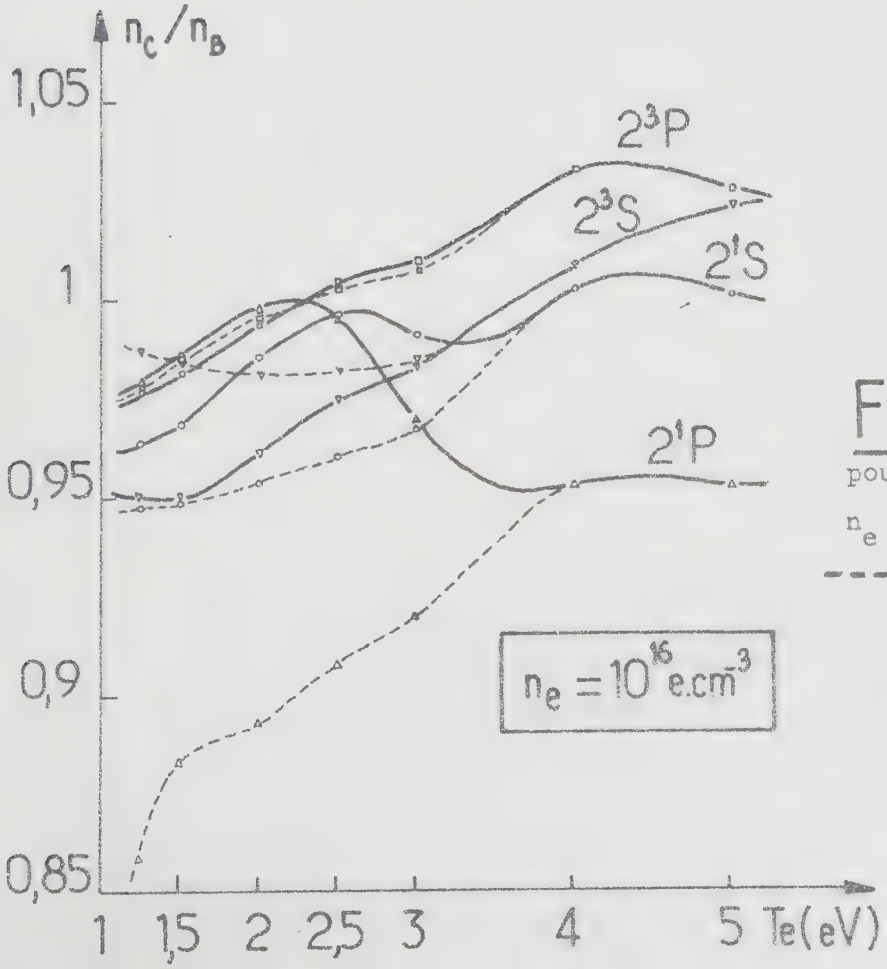


Fig.3.5 — Rapports n_c/n_B pour les niveaux n = 2 de HeI.
$n_e = 10^{16}$ e.cm^{-3}. R = 0,4 cm
---et ——Voir figure 3.2.

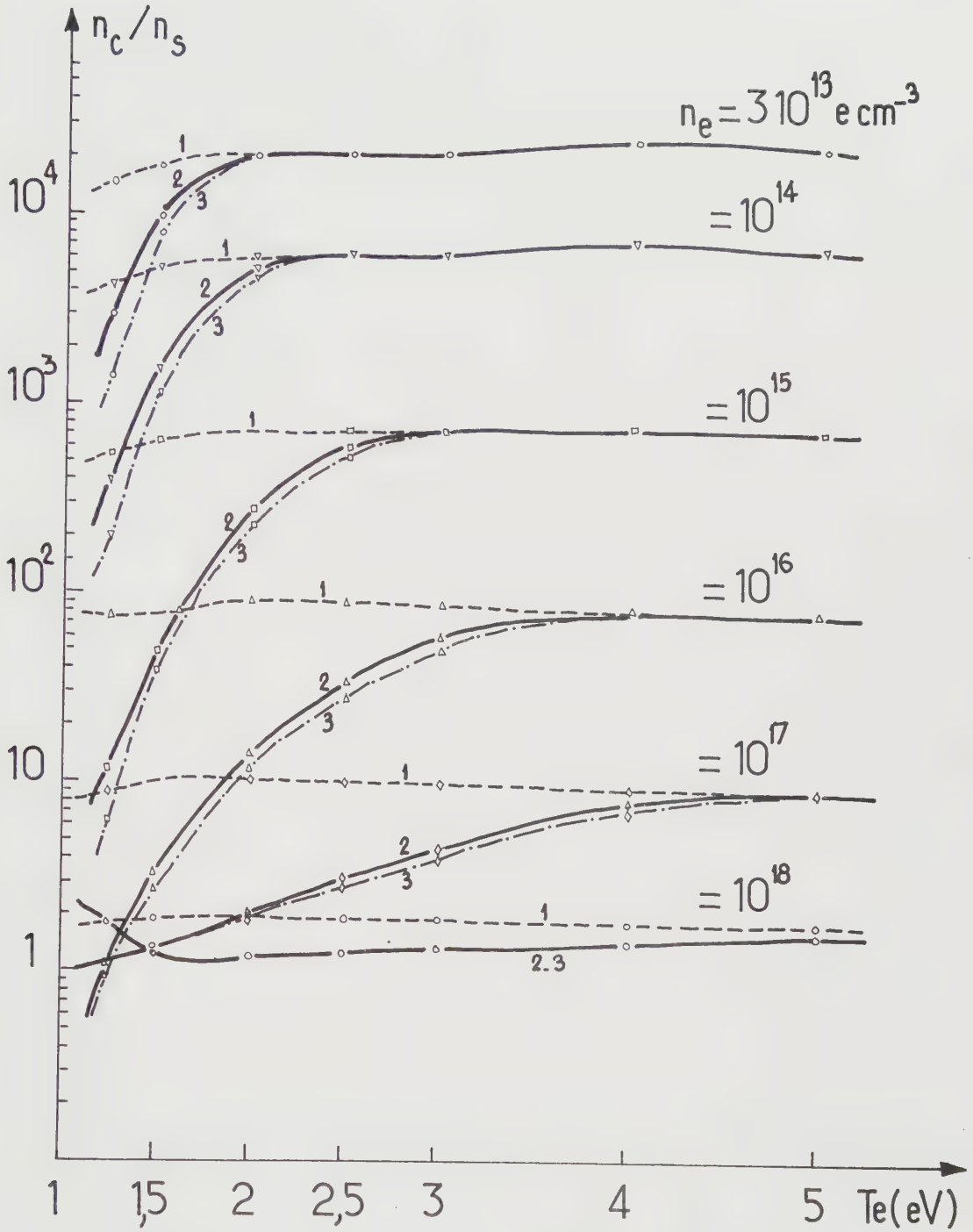


Fig .3.6_ Rapport de la population calculée n_c à la population de Saha pour le niveau fondamental de HeI.

Calculs effectués : 1. Sans influence de l'absorption et des collisions avec les neutres.

2. Avec un rayon de plasma R = 0,2 cm, absorption et collisions avec les neutres.

3. Avec R = 0,4 cm, absorption et collisions avec les neutres.

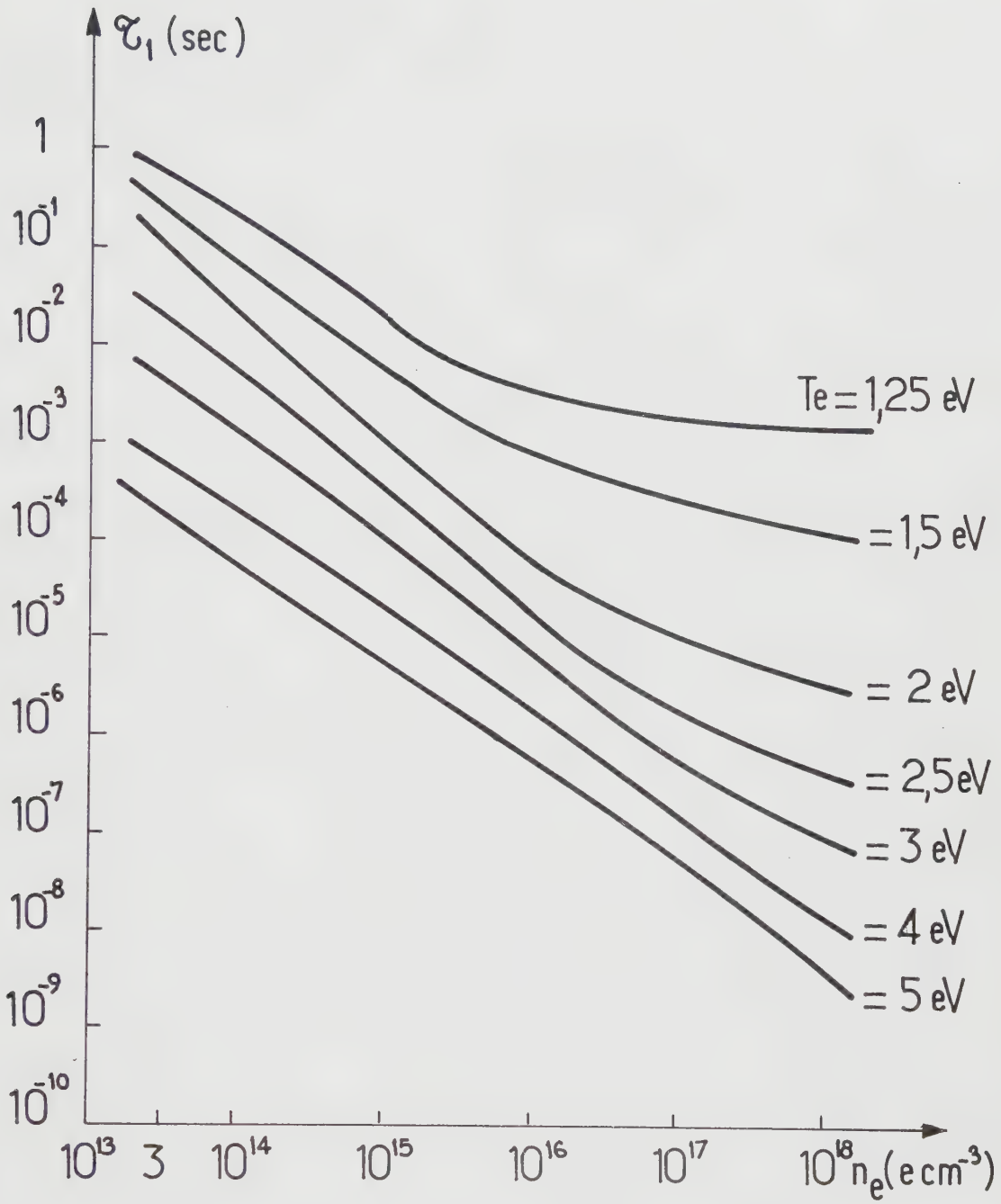


Fig .3.7_ Constantes de temps de relaxation du niveau fondamental de HeI. Rayon du plasma R = 0,4 cm.

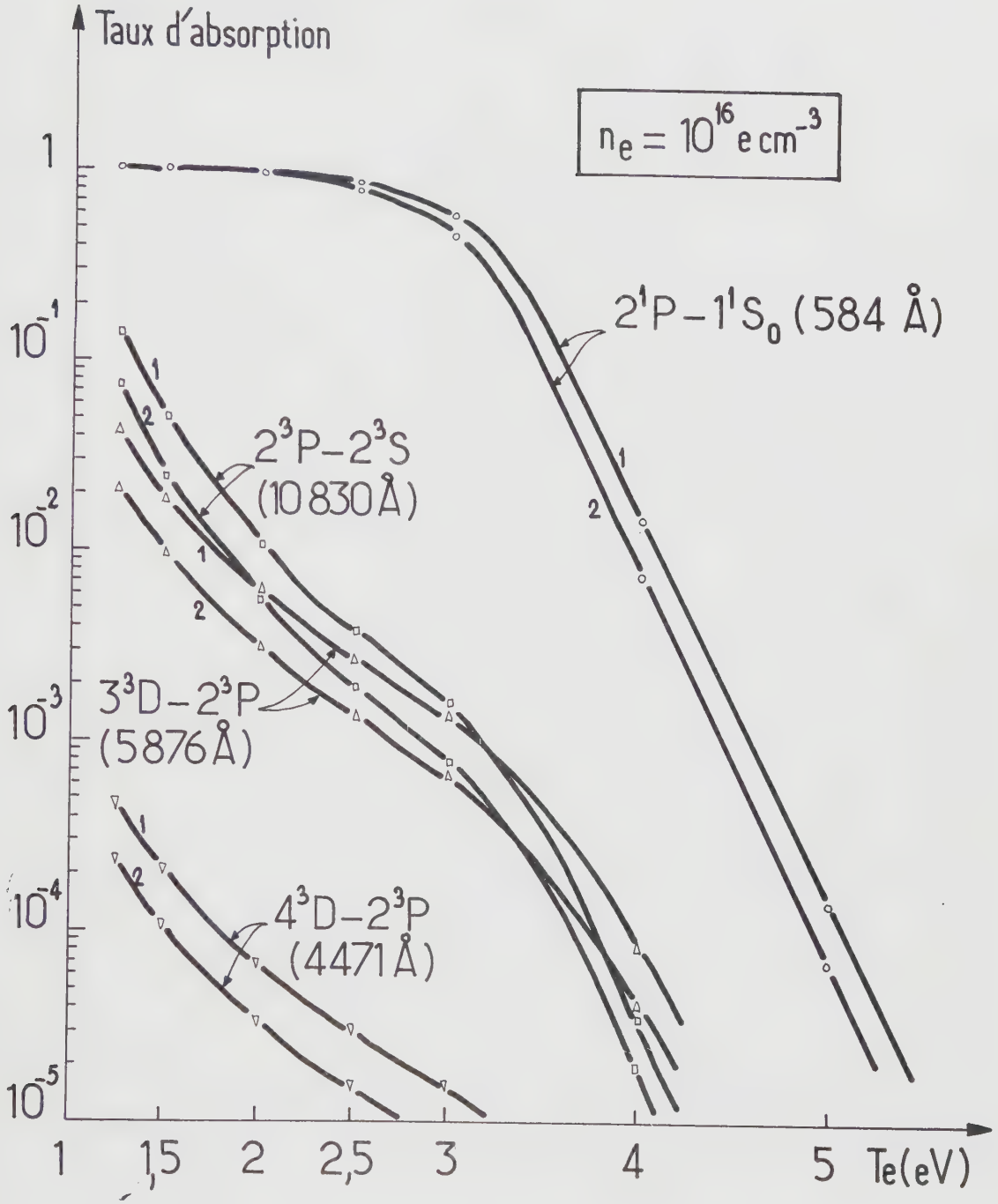


Fig. 3.8 — Taux d'absorption sur quelques raies caractéristiques pour $n_e = 10^{16}$ e.cm^{-3}.

1. Rayon de plasma R = 0,2 cm.
2. Rayon de plasma R = 0,4 cm.

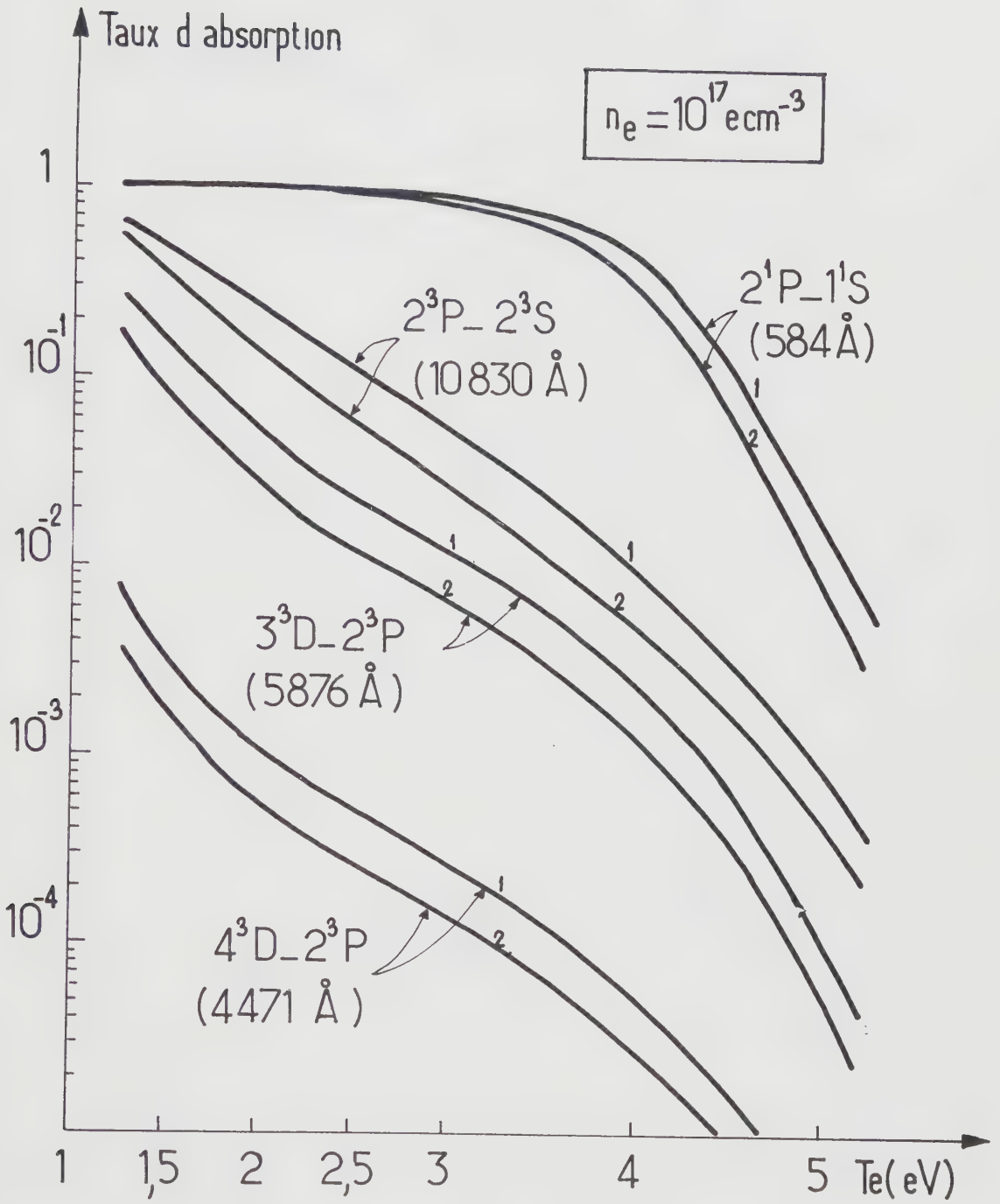


Fig. 3.9 — Taux d'absorption sur quelques raies caractéristiques pour $n_e = 10^{17}$ e.cm^{-3}.

1. Rayon de plasma R = 0,2 cm
2. Rayon de plasma R = 0,4 cm.

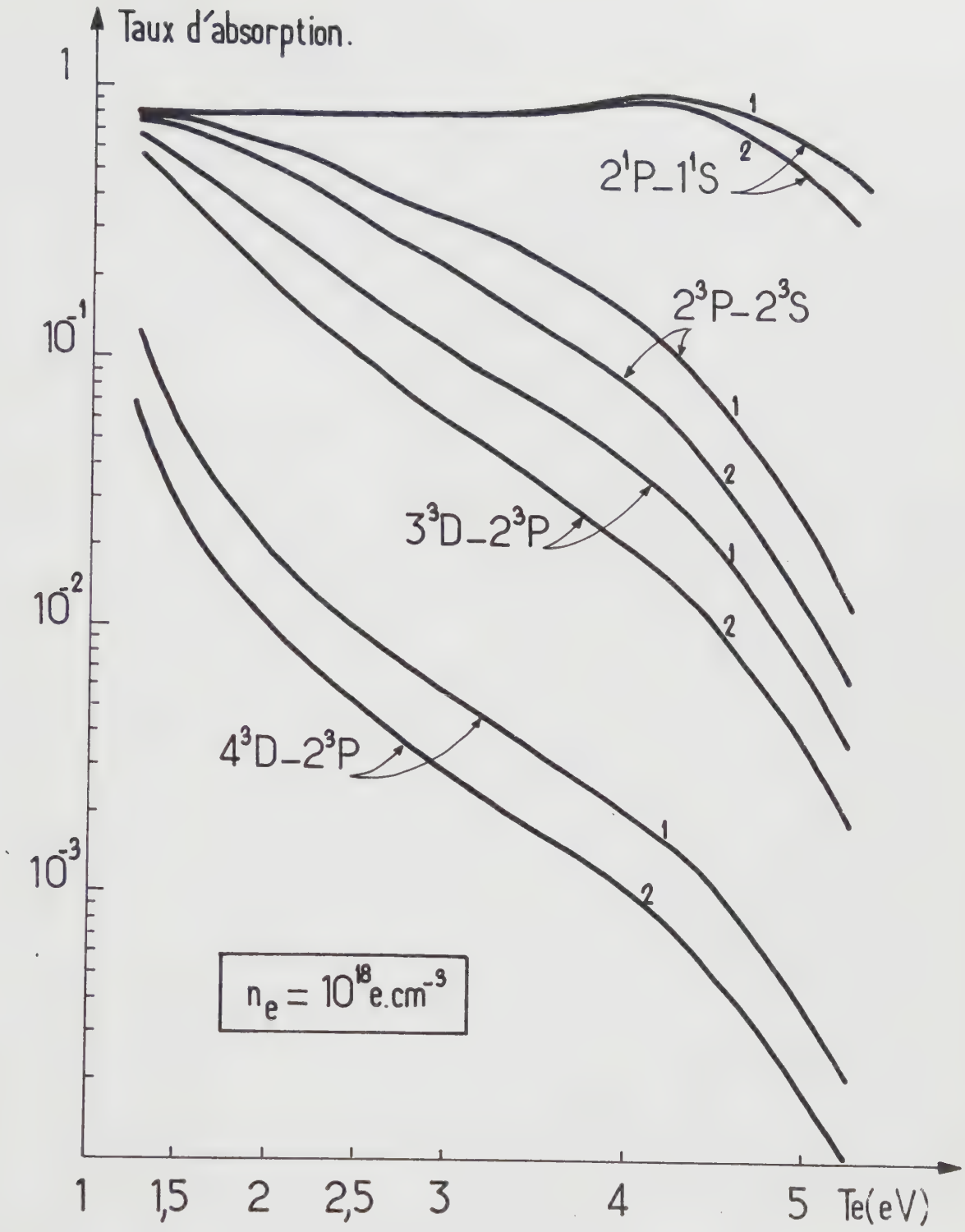


Fig. 3.10 — Taux d'absorption sur quelques raies caractéristiques pour $n_e = 10^{18} e.cm^{-3}$.

1. Rayon de plasma R = 0,2 cm
2. Rayon de plasma R = 0,4 cm.

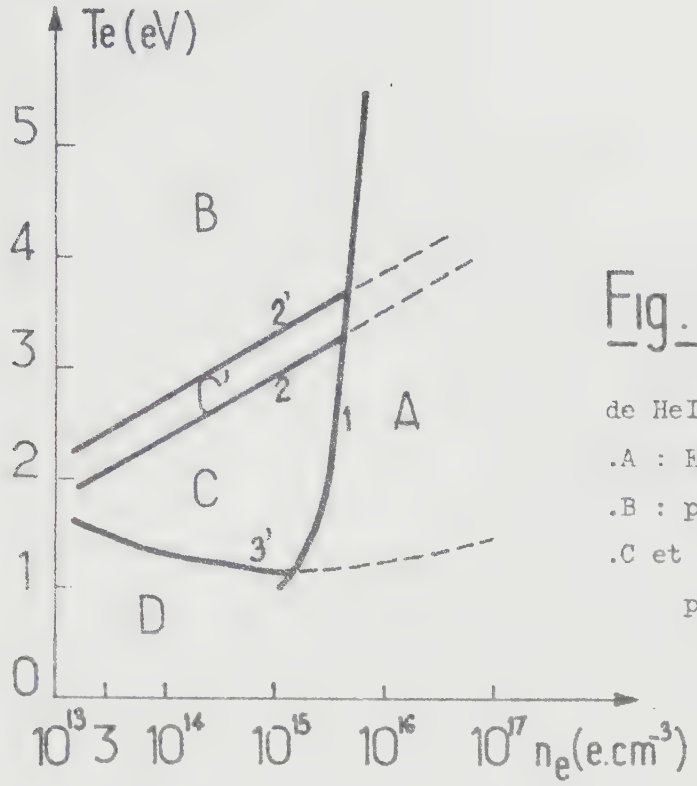


Fig.3.11 – Types d'équilibre pour les niveaux n = 2 de HeI.

.A : E.T.L.

.B : plasma mince sur toutes les raies

.C et D : l'absorption influence les populations

.C' : l'absorption influence seulement les niveaux 2^1S et 2^1P.

.D : influence importante des neutres dans les transferts collisionnels.

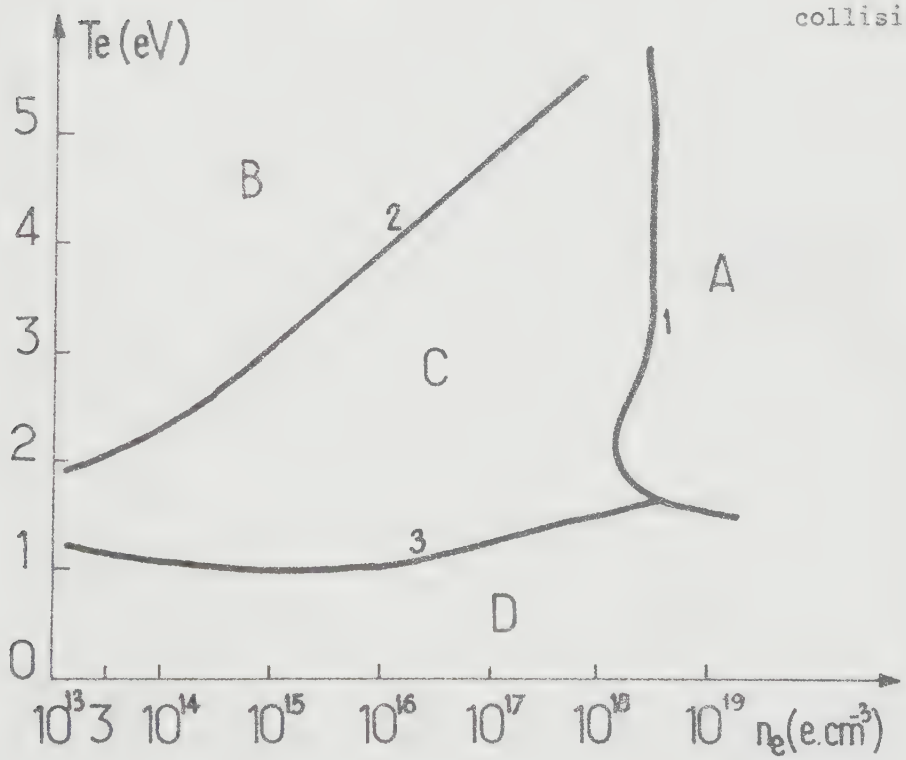


Fig 3.12 – Types d'équilibre pour le niveau fondamental de HeI.

Région A : E.T.L. ; B : Plasma mince pour toutes les raies ; C et D : plasma gris, l'absorption influence la population du fondamental ; D : influence importante des neutres.

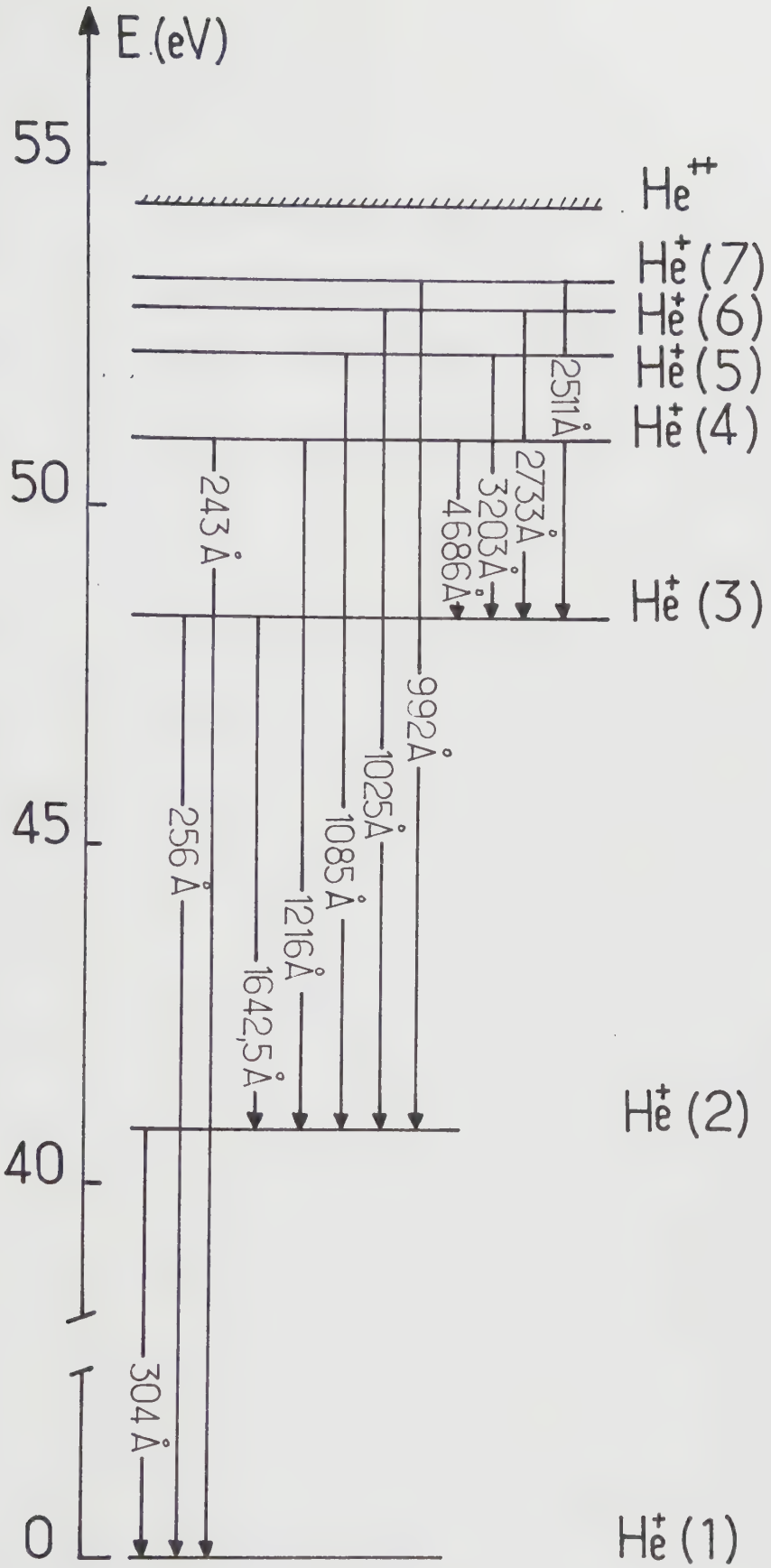


Fig. 3.13 - Diagramme de Grotrian de He II.

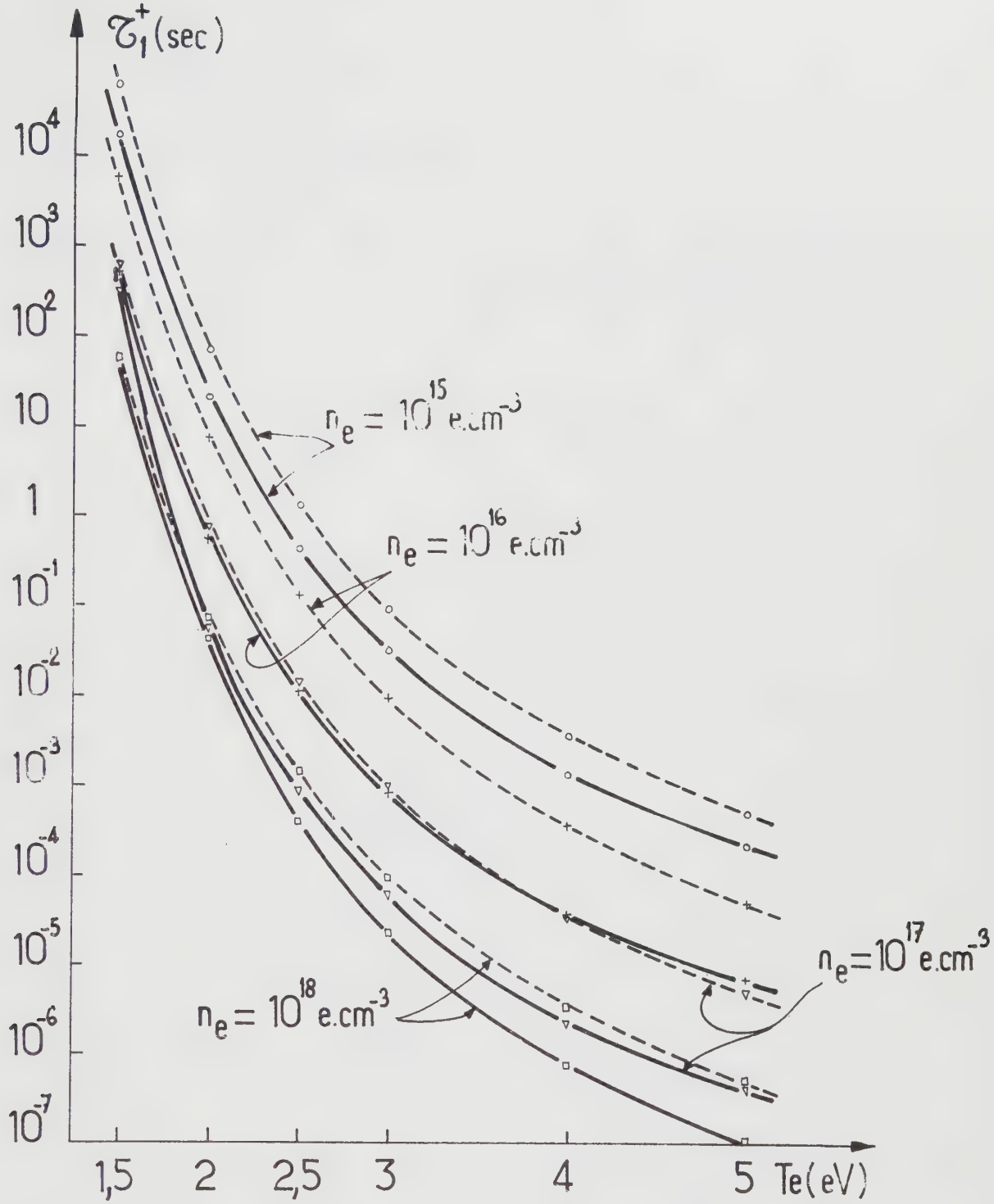


Fig.3.14 Constante de temps de relaxation du niveau fondamental de HeII.

En traits interrompus : sans absorption. En traits pleins : avec absorption.

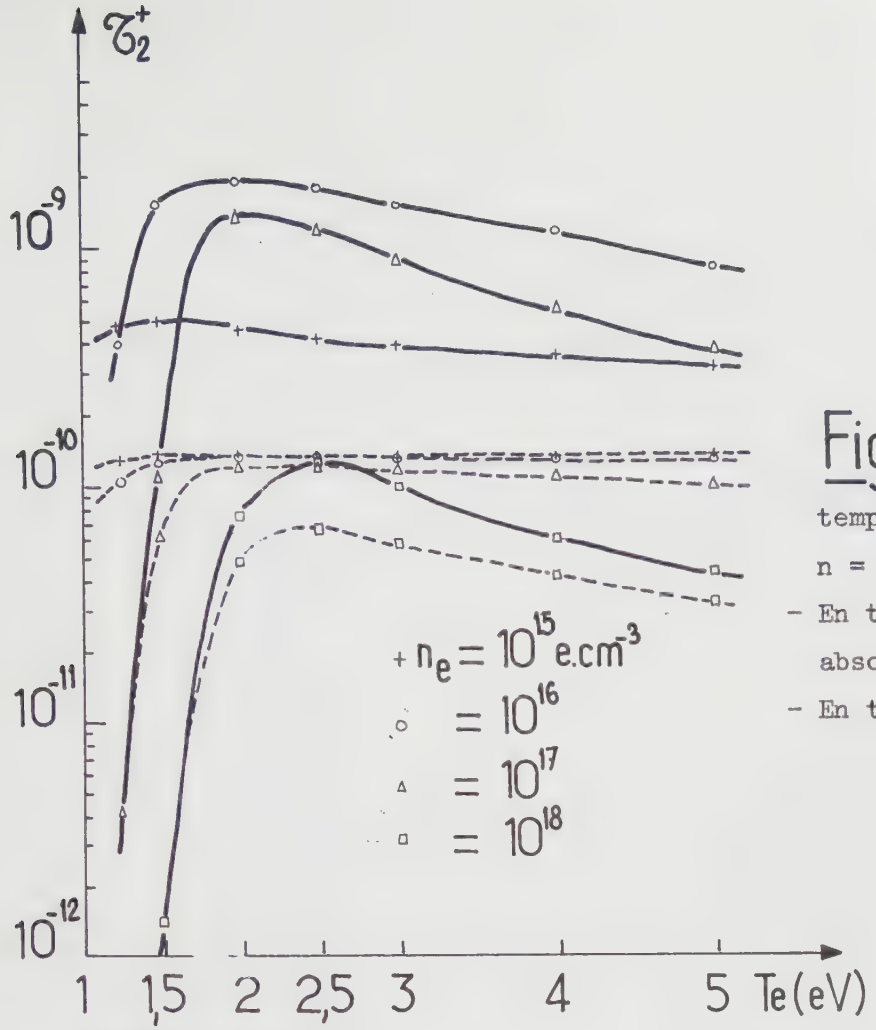


Fig.3.15 — Constante de temps de relaxation du niveau n = 2 de HeII.
- En traits interrompus : sans absorption.
- En traits pleins : avec absorption.

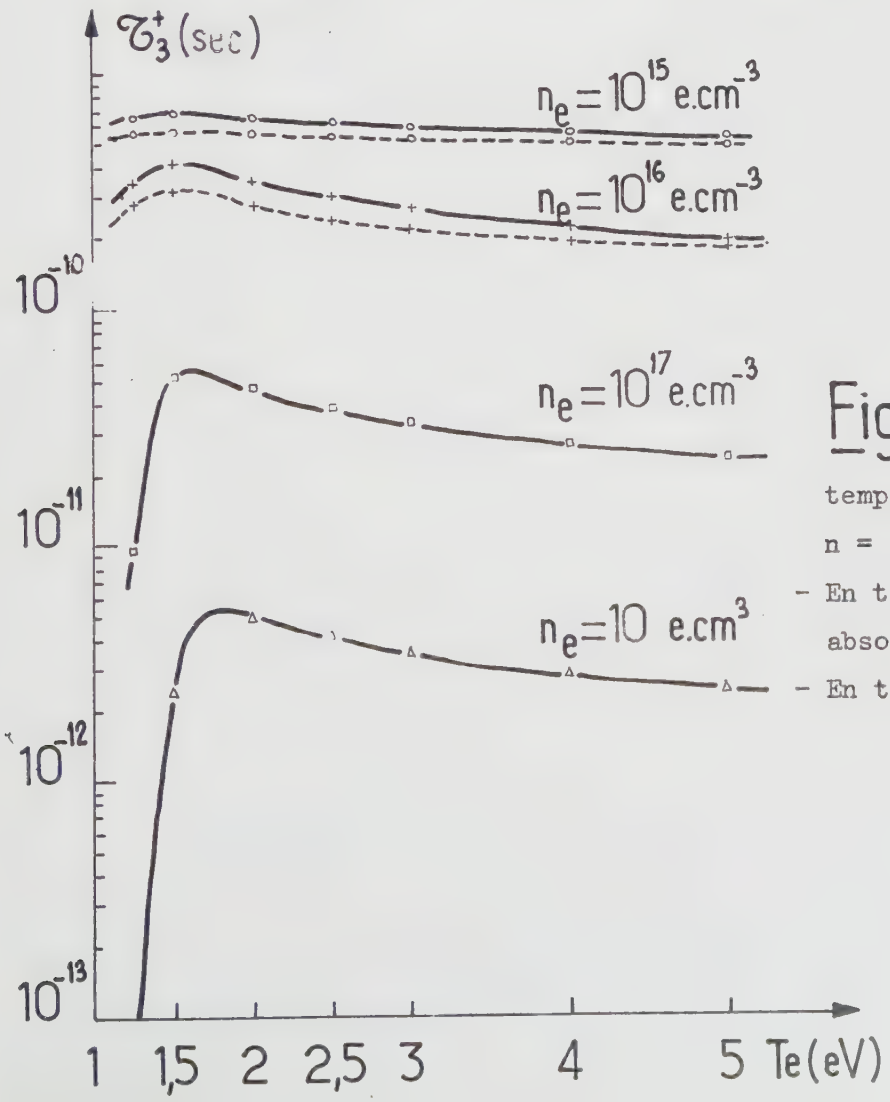


Fig.3.16 — Constante de temps de relaxation du niveau n = 3 de HeII.
- En traits interrompus : sans absorption.
- En traits pleins : avec absorption.

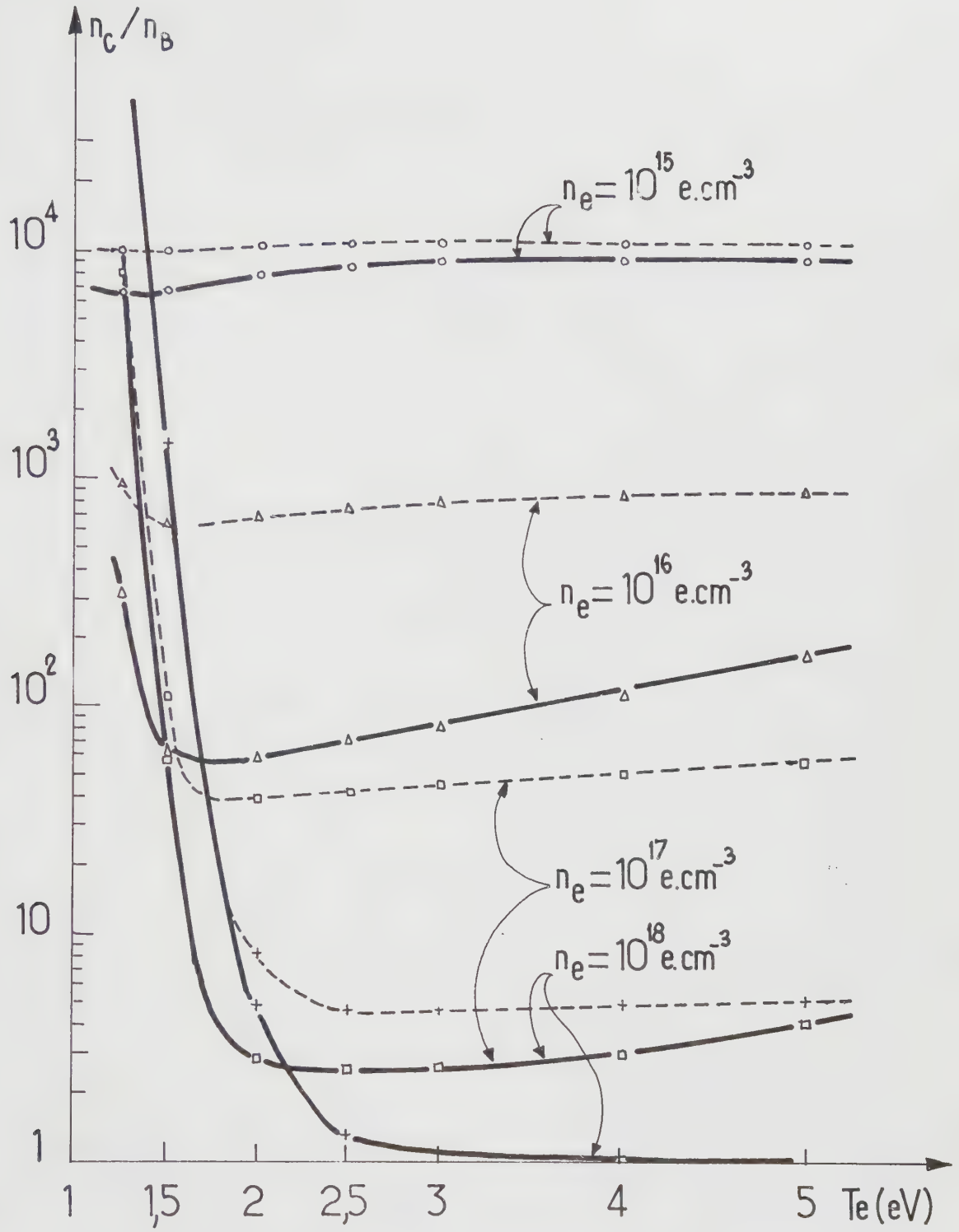


Fig .3.17_ Ecart à la population de Boltzmann du niveau fondamental de HeII.

En traits interrompus : sans absorption. En traits pleins : avec absorption.

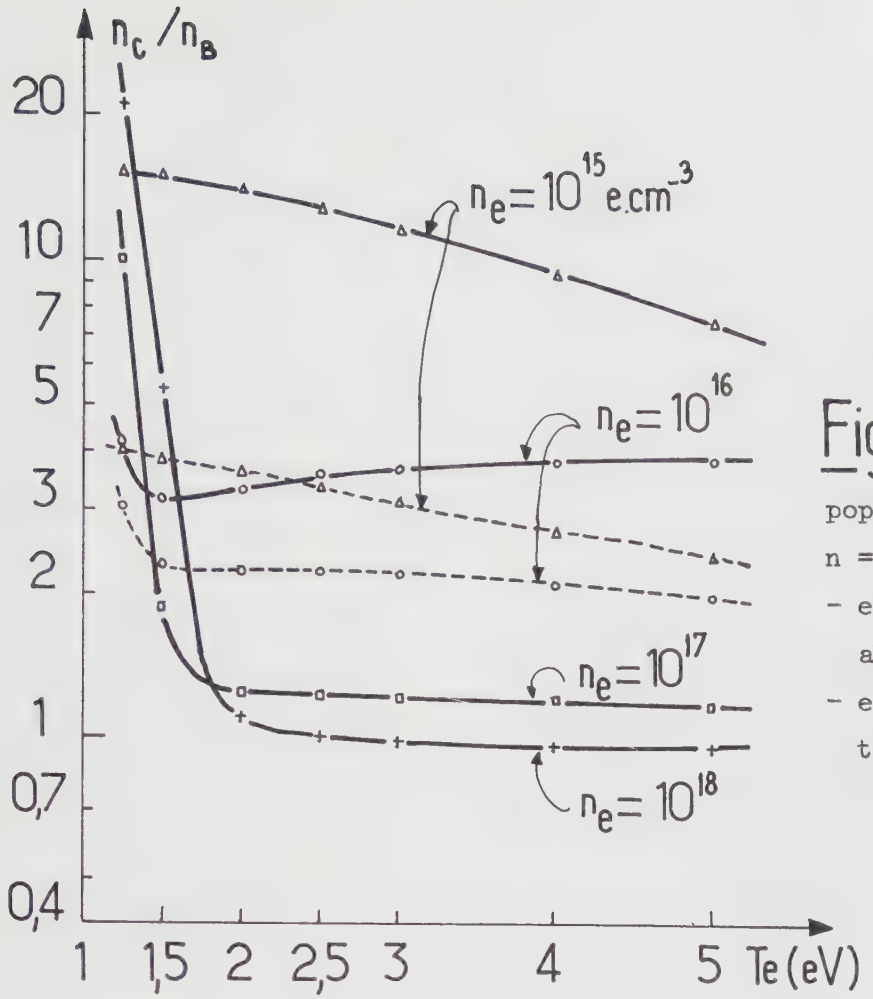


Fig.3.18 _ Ecart à la population de Boltzmann du niveau n = 2 de HeII.
- en traits interrompus : sans absorption
- en traits pleins : avec absorption.

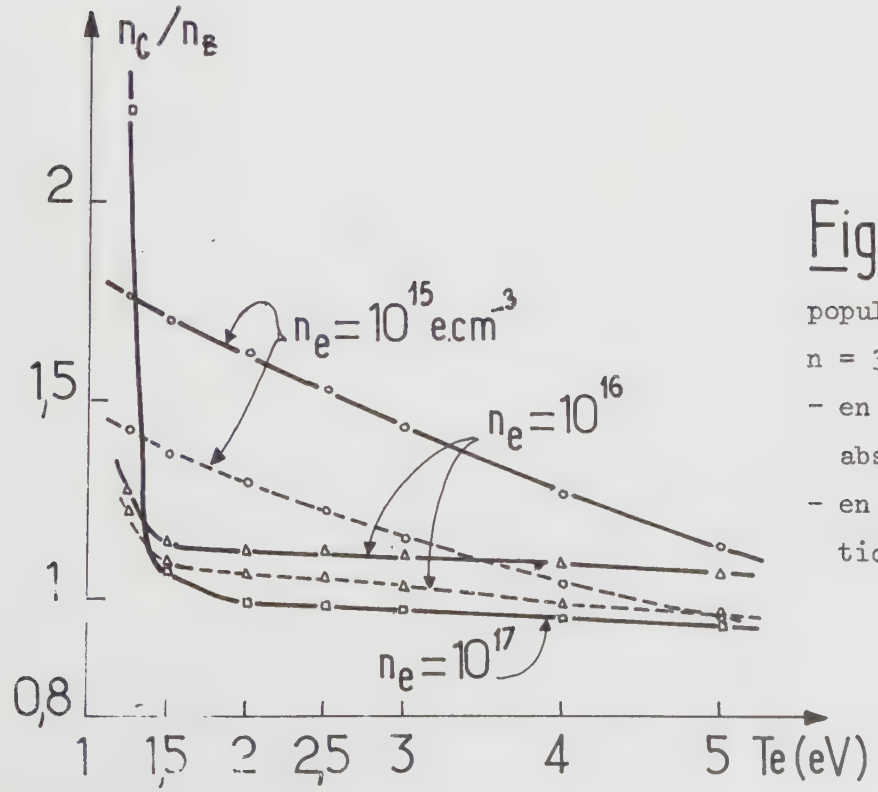


Fig.3.19 _ Ecart à la population de Boltzmann du niveau n = 3 de HeII.
- en traits interrompus : sans absorption
- en traits pleins : avec absorption.

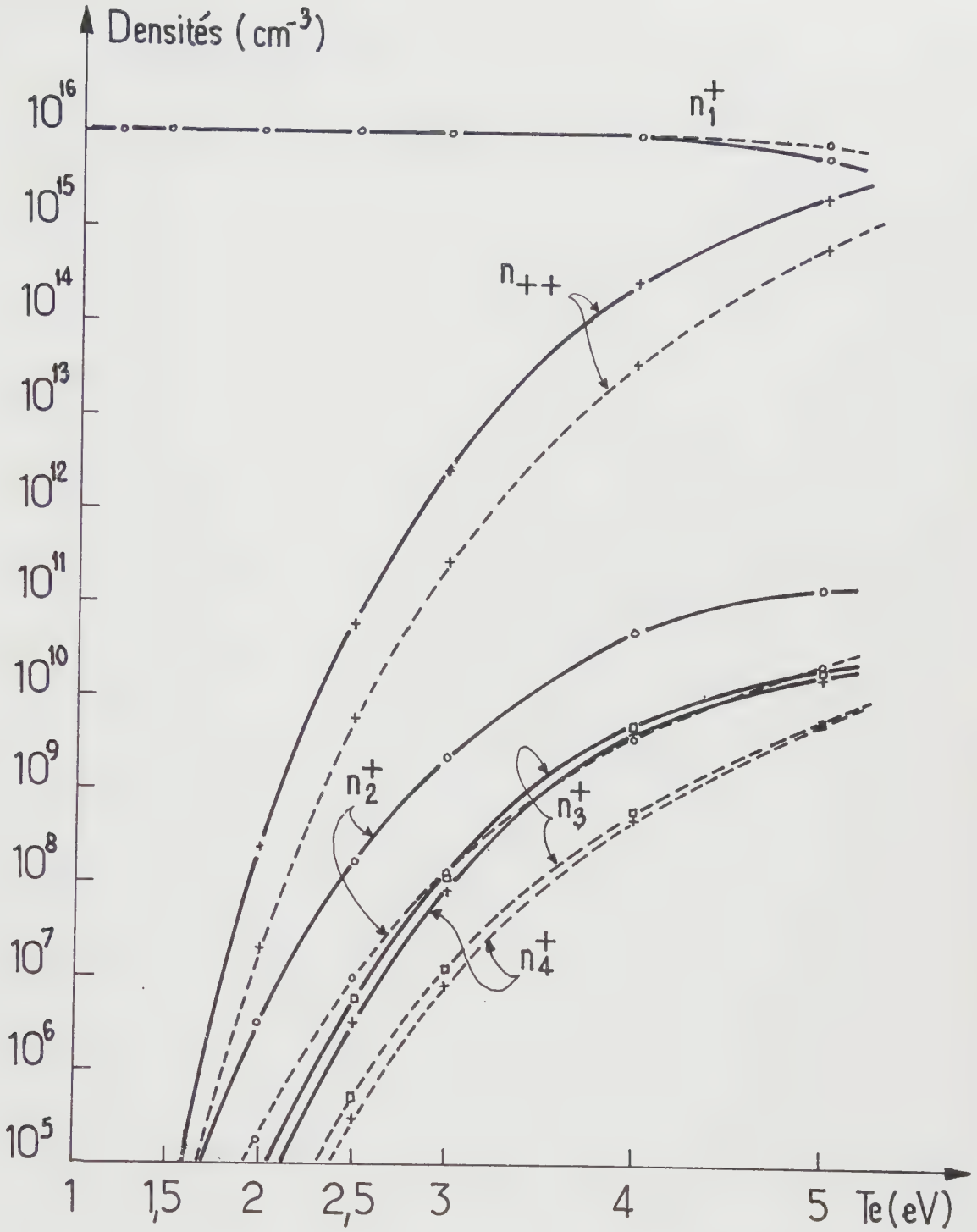


Fig. 3.20 – Densités de différents niveaux pour $n_e = 10^{16} e.cm^{-3}$
En tirets : sans absorption. En traits pleins : avec absorption.

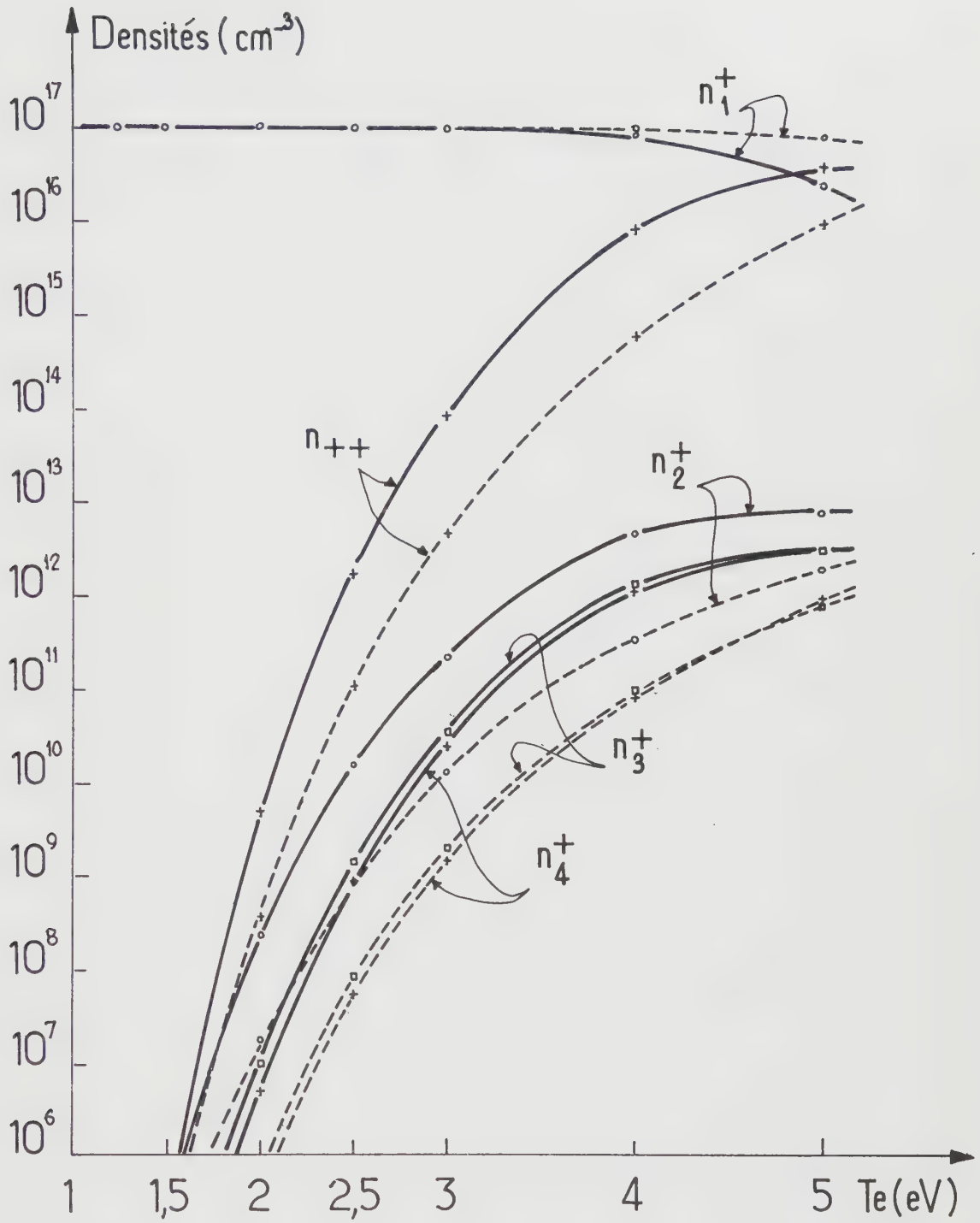


Fig. 3.21 — Densités des différents niveaux pour $n_e = 10^{17} e.cm^{-3}$
En tirets : sans absorption. En traits pleins : avec absorption.

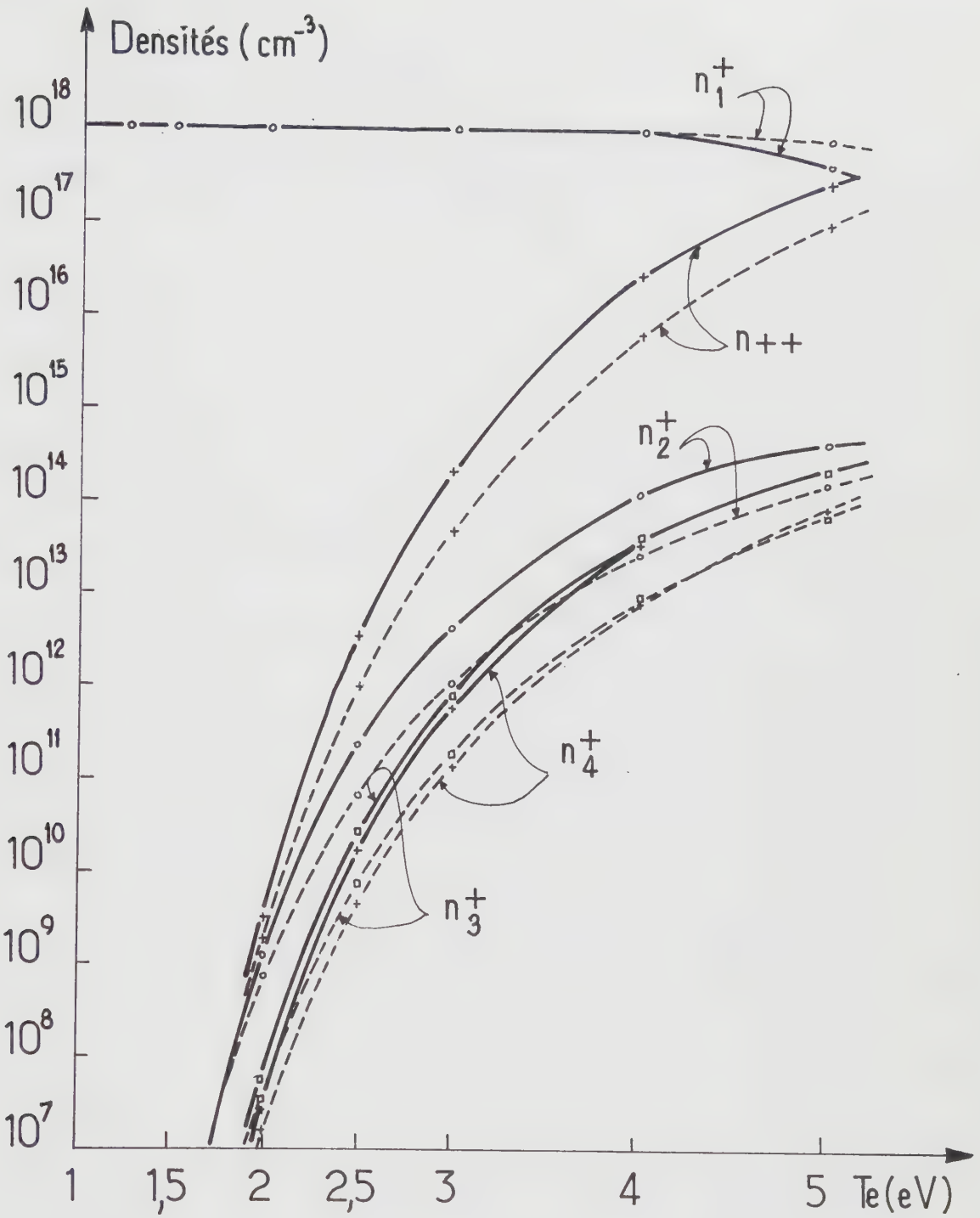


Fig. 3.22 - Densités des différents niveaux pour $n_e = 10^{18} e.cm^{-3}$
En tirets : sans absorption. En traits pleins : avec absorption.

CHAPITRE 4

THEORIES D'ELARGISSEMENT COLLISIONNEL DES RAIES SPECTRALES

4.1 - INTRODUCTION

L'atome d'hélium neutre présente la caractéristique de posséder un système de niveaux atomiques intermédiaire entre le système des niveaux de l'hydrogène et les systèmes de niveaux d'atomes plus complexes. On comprend alors l'intérêt qui est porté, tant du point de vue théorique qu'expérimental, à l'étude des raies émises par cet atome.

Dans notre expérience nous avons étudié à la fois des raies de type isolées (se rapprochant des raies émises par un atome complexe) et des raies partiellement dégénérées (se rapprochant des raies d'hydrogène). Aussi nous est-il nécessaire d'examiner les différentes théories susceptibles d'être utilisées dans l'étude de l'élargissement des raies par collisions (qui seront ici des collisions entre atome émetteur et particules chargées).

Dans le cas d'une émission dipolaire, le profil d'une raie spectrale émise par un système (atome émetteur plus perturbateurs) peut s'écrire [4.1] [4.2]

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \mathrm{Re} \int_0^\infty e^{i\omega t} . C(t) dt \qquad (4.1)$$

où C(t) est la fonction d'autocorrélation de l'opérateur dipolaire $\vec{d}$ et s'écrit :

$$C(t) = \mathrm{Tr} \left[\vec{d}\, T^+(t)\, \vec{d}\, T(t) \rho \right] \qquad (4.2)$$

avec T(t) et ρ désignant respectivement l'opérateur d'évolution temporelle et la matrice densité des états ; la trace (Tr) est prise sur l'ensemble des états du système : atome émetteur + perturbateurs.

Le calcul du profil d'une raie se ramène alors au calcul de la fonction C(t).

Principe du calcul de la fonction C(t)

La fonction C(t) peut se calculer par une méthode semi-classique en introduisant un formalisme classique pour les perturbateurs dit des trajectoires classiques.

Ce formalisme découple les deux sous-systèmes émetteur-perturbateurs et admet la correspondance paquet d'onde-particule ponctuelle, il permet ainsi d'écrire la fonction d'autocorrélation C(t) sous la forme

$$C(t) = Tr_a \{\vec{d}\ Tr_p \left[T^+(t)\ \vec{d}\ T(t)\rho_p\right] \rho_a\} = Tr_a \{\vec{d} < T^+(t)\ \vec{d}\ T(t) > \rho_a \quad (4.3)$$

la moyenne d'ensemble < > étant calculée sur les états du sous-système constitué par les perturbateurs. Cette moyenne fait intervenir l'opérateur d'évolution temporelle de l'atome émetteur $T_a(t)$ calculé en représentation d'interaction :

$$T_a(t) = O \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_o^t V'(t')dt'\right) \quad (4.4)$$

où O représente l'opérateur chronologique et V'(t') l'opérateur somme des interactions émetteur-perturbateurs. Notons qu'il est possible d'exprimer $T_a(t)$, en ne considérant qu'un seul perturbateur et en effectuant une moyenne sur les N perturbateurs, sous la forme :

$$T_a(t) = O \left[\left(e^{-\frac{i}{\hbar}\int_o^t V'(t')dt'}\right)_{moy}\right]^N \quad (4.5)$$

Le calcul de l'opérateur $T_a(t)$ étant dans sa généralité d'une complexité extrême (il faut élever un opérateur à la puissance N), il est nécessaire d'introduire une approximation dite d'impact qui postule que deux collisions "fortes" ne peuvent se produire simultanément et que, de plus, le "chevauchement" de plusieurs collisions "faibles" peut se traiter par un développement de perturbations en puissances de $V_j'(t)$ où $V_j'(t)$ est le potentiel associé au perturbateur j.

L'opérateur $T_a(t)$ peut alors s'exprimer sous la forme d'un produit

$$T_a(t) = O \prod_k \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_o^t V_k'(t')dt'\right) \quad (4.6)$$

L'introduction d'une moyenne d'ensemble permet d'écrire, pour un système de perturbateurs localement à l'équilibre thermodynamique, le profil de la raie spectrale sous la forme :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \mathrm{Re} \sum_{nn'm} (\vec{d}_{n'm} \vec{d}_{mn}) < n|D(\Delta\omega_{nm})|n' > \rho_{n'} \qquad (4.7)$$

expression dans laquelle $D(\Delta\omega_{nm})$ représente l'évolution temporelle de $\vec{d}$

$$D(\Delta\omega_{nm}) = \int_o^\infty e^{it\Delta\omega_{nm}} F(t)dt \qquad (4.8)$$

avec $$F(t) = \frac{\int\int \exp\left[-\beta E_p(\vec{x},\vec{v})\right] T_a^+ T_a(\vec{R},\vec{x},\vec{v},t) d\vec{x}d\vec{v}}{\int\int \exp\left[-\beta E_p(\vec{x},\vec{v})\right] d\vec{x}\, d\vec{v}} \qquad (4.9)$$

où $\beta = \frac{1}{kT}$ (T température des perturbateurs)

$E_p(\vec{x},\vec{v}) = \frac{1}{2} mv^2 + V_p(\vec{x})$

$\vec{R}$ représente l'ensemble des coordonnées des électrons de l'atome émetteur.

Le calcul de la fonction F(t) s'effectue par un développement en série et les différentes façons d'effectuer ce développement - en introduisant ou non des termes de corrélation entre perturbateurs conduisent respectivement à la théorie dite d'impact et à la théorie dite à un perturbateur.

Ces deux théories ont des domaines de validité différents, la théorie d'impact est valable pour la partie centrale du profil de la raie, tandis que la théorie à un perturbateur s'applique aux fréquences correspondant aux ailes de la raie.

Nous nous proposons, dans un premier temps de donner les critères de validité de ces deux théories complémentaires et de montrer dans un deuxième temps qu'il est possible, en considérant des processus non-Markoviens (contrairement à la théorie d'impact) pour les collisions d'obtenir une théorie unifiée décrivant l'ensemble du profil de la raie [4.3].

4.2 - FORMALISME DES TRAJECTOIRES CLASSIQUES

Ce formalisme donne une description simple de la dynamique des perturbateurs, il a par contre l'inconvénient d'introduire de nombreuses approximations :

a) l'approximation du couplage faible entre l'atome émetteur et le gaz de perturbateurs, ces deux sous-systèmes étant considérés, dans le traitement mathématique de la matrice densité ρ des états, comme statistiquement indépendants.

$$\rho = \rho_a . \rho_p \tag{4.10}$$

De plus, chacun de ces deux sous-systèmes est supposé à l'équilibre canonique et la matrice densité des états des perturbateurs (ρ_p) est diagonale dans la base des états propres de l'hamiltonien non perturbé du sous-système des perturbateurs.

b) On néglige l'interaction entre les fonctions d'onde décrivant les états possibles de l'émetteur et celles des perturbateurs ; l'état des perturbateurs n'est pas affecté par l'interaction avec l'émetteur et peut être considéré comme étant celui d'un gaz isolé, ce qui implique qu'un état possible $\varphi_i(t)$ du gaz de perturbateurs n'est pas modifié par le potentiel V d'interaction

$$V \; |\varphi^i(t)> = V^i |\varphi^i(t)> \tag{4.11}$$

Cette approximation de "découplage" a pour conséquence de rendre les fonctions d'onde associées à l'émetteur indépendantes d'une façon explicite des coordonnées des perturbateurs. Ces fonctions d'onde ne dépendent d'un état i des perturbateurs qu'au travers d'un potentiel effectif $V^i(t)$ défini par la relation (4.11).

c) On suppose que chaque fonction d'onde $\varphi^i(\vec{x},t)$ des perturbateurs peut s'exprimer comme produit de "paquets d'ondes" associés chacun à l'état d'un perturbateur

$$|\varphi^i(\vec{x},t)> = \prod_k |\varphi^i_k(\vec{x}_k,t)> \tag{4.12}$$

d) On admet la correspondance paquet d'ondes-particule ce qui suppose que chaque paquet d'ondes $\varphi_k^i(\vec{x},t)$ reste d'étendue limitée pendant le temps associé à l'étude des interactions qui donnent lieu à l'élargissement des raies spectrales.

Cette correspondance permet de remplacer l'opérateur d'interaction émetteur-perturbateurs V(t) par une fonction potentielle classique $V(\vec{R},\vec{x}^i,\vec{v}^i,t)$ par l'intermédiaire de relations telles que :

$$\int \varphi^{i*}(\vec{x},t)V^i(t)\ \varphi^i(\vec{x},t)d\vec{x} = V^i(\vec{R},\vec{x}^i,\vec{v}^i,t) \qquad (4.13)$$

où $\vec{x}^i$ et $\vec{v}^i$ représentent les coordonnées et les vitesses des N perturbateurs

$\vec{x}^i = (x_1^i, x_2^i,\ldots,x_N^i)$ et $\vec{v}_i = (v_1^i, v_2^i,\ldots, v_N^i)$

x_k^i et v_k^i sont respectivement la position liée à l'amplitude maximale du paquet d'onde et la vitesse de groupe de ce paquet d'onde

$\vec{R}$ représente l'ensemble des coordonnées des électrons liés de l'atome émetteur.

Cette correspondance permet, dans le cas des collisions faibles (dont nous donnerons la définition plus loin) de considérer le potentiel $V_k^i(\vec{R},\vec{x}^i,\vec{v}^i,t)$ comme celui créé par un perturbateur passant au voisinage de l'atome émetteur suivant une trajectoire classique et d'écrire la moyenne thermique F(t) en représentation d'interaction sous la forme de la relation (4.9) avec

$$T_a(t) = 0 \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_o^t V'(t')dt'\right] \qquad (4.14)$$

où $$V'(\vec{R},\vec{x},\vec{v},t) = e^{itH_a/\hbar}\ V(\vec{R},\vec{x},\vec{v},t)e^{-itH_a/\hbar} \qquad (4.15)$$

L'expression de F(t) déduite du formalisme des trajectoires classiques est le point d'achèvement de ce formalisme et sert de point de départ à la plupart des théories semi-classiques d'élargissement collisionnel des raies.

Critères de validité des approximations du formalisme des trajectoires classiques

L'approximation du couplage faible nécessite la condition $V << kT$, soit encore, pour l'écart en fréquence $\Delta\omega$ de la partie étudiée du profil au centre de la raie,

$$\hbar\Delta\omega << kT \qquad (4.16)$$

Cette approximation peut être mise en défaut par exemple - dans le cas où l'on étudie l'élargissement dû à l'action du champ statique des ions qui, dans la région extrême des ailes d'une raie, donne $\hbar\Delta\omega > kT$; - dans le cas d'une collision forte (collision capable d'annuler la fonction d'autocorrélation $C(t)$). Une collision est dite forte si :

1) $\dfrac{V.\tau}{\hbar} \geq 1$ pour $V > \Delta E_{if} = E_i - E_f$

où i et f sont respectivement les états initial et final de la raie considérée - et τ la durée de la collision

2) $\dfrac{V_{eff}.\tau}{\hbar} \geq 1$ pour $V < \Delta E_{if}$ où $V_{eff} = \dfrac{V_{if}^2}{\Delta E_{if}}$

Remarque : Dans le cas d'un atome émetteur non chargé et très souvent dans le cas d'un émetteur chargé, une collision forte est telle que $V \geq kT$.

- la correspondance entre paquet d'onde d'étendue limitée et particule suppose satisfaite la condition [4.4]

$$\lambda\!\!\!^{-} << n^{-1/3} \qquad (4.17)$$

où $\lambda\!\!\!^{-}$ est la longueur d'onde de de Broglie $\lambda\!\!\!^{-} = \hbar/(3mkT)^{1/2}$

n est la densité des perturbateurs.

La condition de non-recouvrement des fonctions d'onde de l'émetteur et du perturbateur à l'instant t de la collision impose en outre un critère d'élargissement maximum du paquet d'onde au temps t considéré

$$\frac{V\tau}{\hbar\ell} < 1$$

où ℓ représente le moment angulaire du perturbateur relativement à l'émetteur $\ell = m\, r_o\, v_o/\hbar$

Cette condition, dans le cas des collisions faibles, se réduit à $\ell > 1$ et est toujours vérifiée ; elle n'est mise en défaut que pendant une collision forte pour laquelle $\ell \lesssim 1$.

Remarque : Il est toutefois possible de traiter certaines collisions fortes pour lesquelles $\frac{V\tau}{\hbar} \gtrsim 1$ par la méthode des paquets d'onde limités si pour ces collisions $\ell > 1$.

Les critères précédents sont schématisés sur la figure 4.1 ci-dessous.

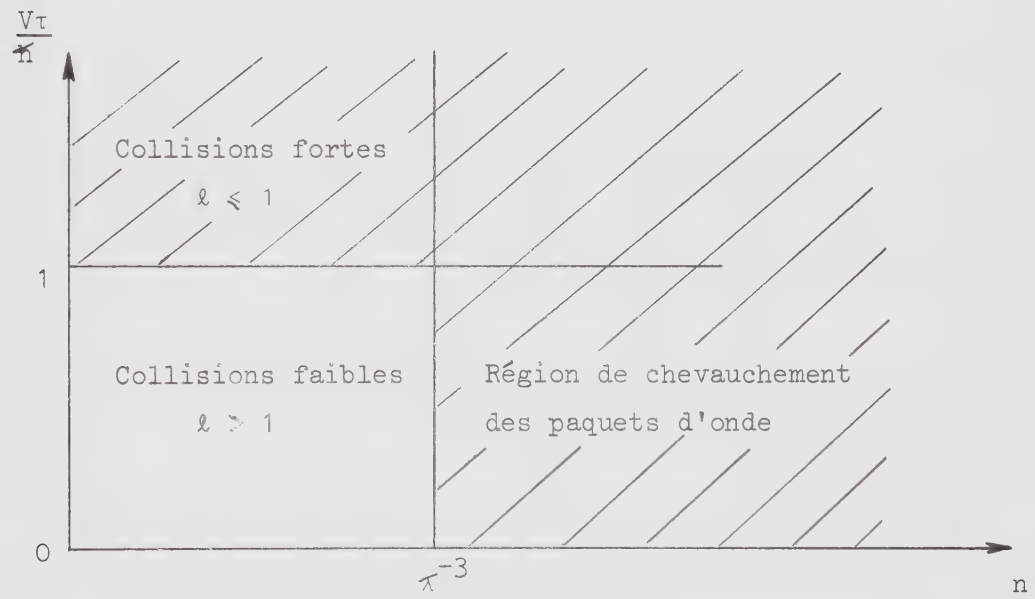


Fig. 4.1

Enfin le fait de négliger l'interaction entre les fonctions d'ondes de l'émetteur et du perturbateur lorsqu'on introduit le potentiel classique impose la notion de trajectoire pour le perturbateur-rectiligne ou hyperbolique (cas où l'émetteur et le perturbateur sont des particules chargées) - alors qu'en réalité il y a déviation de trajectoire par effet d'accélération (interaction de couplage).

L'approximation des trajectoires classiques sera valable si les déviations Δr ne perturbent pas de façon appréciable le potentiel V^i

"vu" par l'émetteur pendant la durée de collision, soit $\Delta r/r << 1$.

- Pour une collision élastique on montre que $\frac{\Delta r}{r} << \frac{V\tau}{\hbar}$, ce qui, pour des collisions faibles, donne $\frac{\Delta r}{r} << 1$.
- Pour une collision inélastique $\frac{\Delta r}{r} < \frac{\tau.\Delta E'}{\hbar} \simeq \tau . \frac{\Delta E_{ij}}{\hbar}$, où $\Delta E'$ est la quantité d'énergie échangée entre l'émetteur et le perturbateur au cours d'une collision et où $\Delta E_{ij} = E_i - E_j$ (différence d'énergie entre deux niveaux de l'émetteur).

Dans l'approximation des collisions faibles ($\frac{V\tau}{\hbar} < 1$), la probabilité des collisions inélastiques est négligeable sauf si $\frac{\Delta E.\tau}{\hbar} << 1$, nous aurons donc encore $\Delta r/r << 1$.

Dans le but de trouver un critère analytique pour distinguer le cas des collisions élastiques et le cas des collisions inélastiques, considérons le cas d'un atome émetteur à 3 niveaux d'énergie E_o, E_1, E_2 et pour lequel nous supposons que le niveau d'énergie E_o la plus basse n'est pas perturbée par l'interaction V(t) des perturbateurs ($V_{oo} = V_{o1} = V_{o2} = 0$). Nous supposerons de plus que $V_{ij} = V_{ji}$.

Si les raies ω_{10} et ω_{20} sont isolées, la fonction d'autocorrélation à l'ordre le plus bas pour la transition 01 est :

$$C(t) = \sum_j d_{j0}\, d_{01}\, T_a^{1j}\, \rho_j\, e^{-i\omega_{10}t} \qquad (4.18)$$

$$= d_{10}^2\, T_a^{11}(t)\, \rho_1\, e^{-i\omega_{10}t}$$

(puisqu'il n'y a pas d'interaction avec le fondamental $T_a^{10} = 0$ et les deux raies ω_{10} et ω_{20} étant isolées nous avons $T_a^{12} \sim 0$).

Si les états E_1 et E_2 ne sont pas dégénérés ($V_{11} = V_{22} = 0$) nous avons à l'ordre 2 pour $t > t_o + \tau$

$$T_a^{11}(\tau) = 1 - \hbar^{-2} \int_o^\tau \int_o^t V_{12}(t_o+t) V_{21}(t_o+t') e^{-i \frac{\Delta E_{21}}{\hbar}(t-t')}\, dt.dt'$$

$$= 1 - i \frac{V_{12}^2}{\hbar \Delta E_{21}} \int_o^\tau \left[e^{it \frac{\Delta E_{21}}{\hbar}} - 1 \right] dt \qquad (4.19)$$

- si $\tau << \frac{\hbar}{\Delta E_{21}}$ la collision est dite rapide et $T_a^{11} \sim 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{V_{12}\tau}{\hbar}\right)^2$ (4.20)

- si $\tau >> \frac{\hbar}{\Delta E_{21}}$ la collision est dite lente et nous pouvons écrire :

$$T_a^{11}(t) = \lim_{\delta \to o} \{1 - \frac{i\, V_{12}^2}{\hbar\, \Delta E_{21}} \int_o^\infty \left[e^{\frac{t}{\hbar}(\Delta E_{21} + i\delta)} - 1\right] dt\} = 1 + i\, \frac{V_{21}^2 \tau}{\hbar\, \Delta E_{21}} \quad (4.21)$$

Comme T peut être complexe nous écrivons

$$C(t) = d_{10}^2\, \rho_1 \exp\left[-i(\omega_{10} t + \eta) - \varepsilon\right] \quad (4.22)$$

Pour les collisions rapides nous aurons

$$\eta = 0 \quad \text{et} \quad \varepsilon = \frac{1}{2}\left(\frac{V_{21}\tau}{\hbar}\right)^2$$

Dans ce cas la collisions est inélastique (non adiabatique) - elle introduit un amortissement $\varepsilon \neq 0$.

Pour les collisions lentes nous aurons $\eta = \frac{V_{21}^2 \tau}{\hbar\, \Delta E_{21}}$ et $\varepsilon = 0$. La collisions est élastique - l'amortissement ε est nul et la collision n'introduit qu'un déphasage, elle est adiabatique.

Les deux cas précédents sont résumés sur la figure 4.2 suivante où sont représentées, suivant les valeurs de $\frac{V\tau}{\hbar}$ et $\frac{\Delta E.\tau}{\hbar}$ et compte-tenu des développements de l'opérateur d'évolution, les zones de validité de l'une et l'autre approximation.

Conclusion : L'approximation des trajectoires classiques est valable à la fois pour les collisions élastiques et inélastiques si l'on exclut l'action des collisions fortes.

Indépendamment de l'ensemble de ces hypothèses on fait l'approximation dite quasi-statique pour les ions du plasma, cela signifie que le champ électrique E produit par ces ions est considéré comme statique pendant la durée d'étude du système (durée τ d'une collision) - le critère de non fluctuation du champ E est $\tau.\Delta\omega >> 1$, où :

$\Delta\omega >> \Delta\omega_W = \frac{\hbar \bar{v}^{-2}}{e^2 \chi}$, $\Delta\omega_W$ étant la fréquence critique de Weisskopf et χ la largeur du paquet d'onde associé à la fonction d'onde du perturbateur.

Le profil $I(\omega)$ de la raie s'obtient alors en prenant la valeur moyenne de $I(\omega,E)$ (dont l'expression sera donnée plus loin - expression (4.59)) sur toutes les valeurs de E.

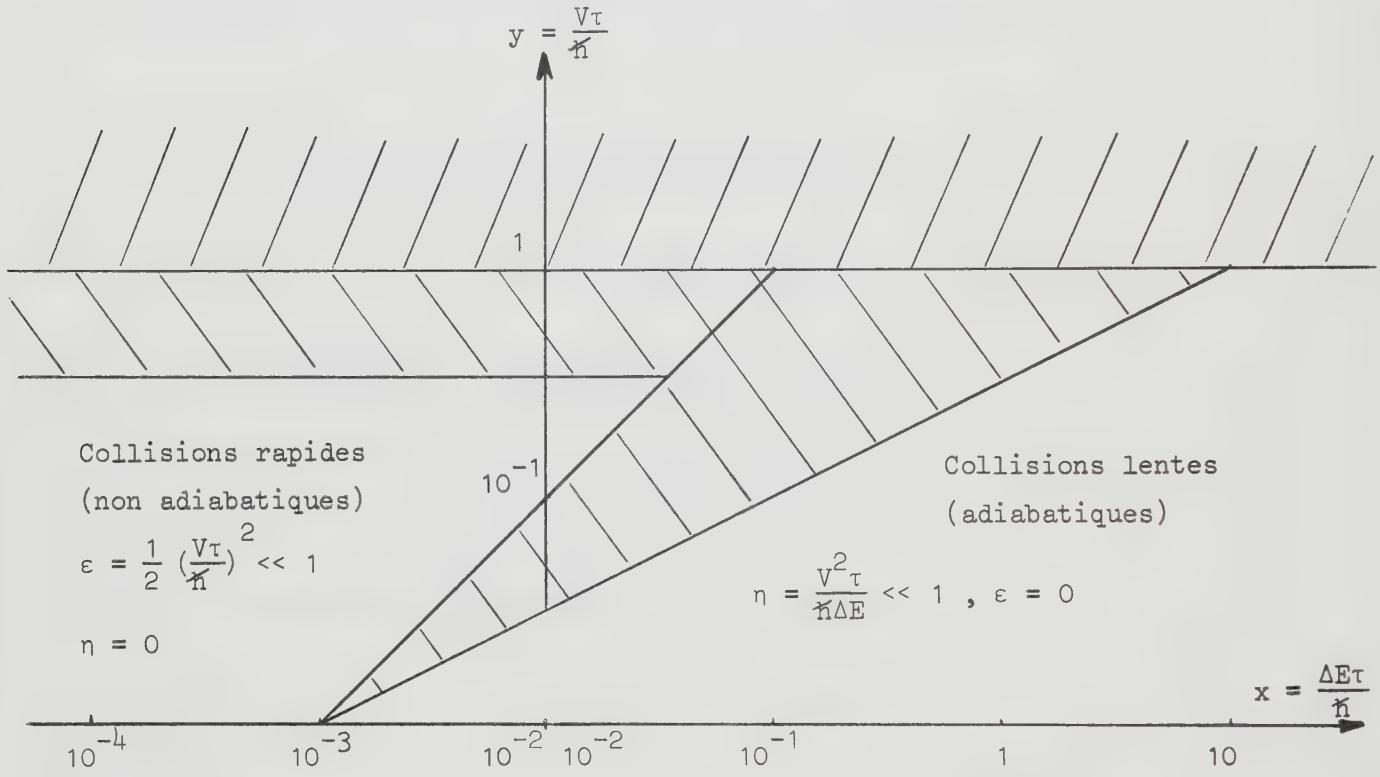


Fig. 4.2

4.3 - L'APPROXIMATION D'IMPACT

Le but de l'approximation d'impact est de simplifier l'opérateur d'évolution temporelle $T_a(t)$.

Auparavant, une première simplification peut, dans certains cas de raie isolée, être faite dans l'obtention de l'opérateur $T_a(t)$, elle consiste en l'approximation dite de "non transfert d'énergie" d'un état atomique vers un autre état (collisions inélastiques négligeables).

Cette approximation supprime les éléments de matrice non-diagonaux de l'opérateur $T_a(t)$, elle est justifiée si l'écart d'énergie entre l'un ou l'autre des niveaux de la transition considérée et le niveau

atomique le plus voisin (j) est bien plus grand que la largeur en énergie, prise à mi-hauteur, de la raie étudiée, soit

$$\frac{E_i - E_j}{\hbar} = \omega_{ij} >> \Delta\omega_{1/2} \text{ , cas d'une raie isolée}$$

le niveau i étant l'un des niveaux de la transition, en général, le niveau supérieur.

En toute rigueur il faut, même pour une raie isolée, considérer de près l'influence des collisions inélastiques. Comme la contribution à l'opérateur d'évolution $T_a(t)$ des termes non diagonaux est proportionnel à $\exp(it\omega_{ij})$ nous remarquons que les termes non diagonaux sont négligeables si $t > \frac{1}{\omega_{ij}}$.

a) Comme l'ordre de grandeur du temps significatif t pour le champ ionique est $t \sim \frac{1}{\Delta\omega}$, on vérifie bien, pour des raies isolées que la contribution des transitions inélastiques dûe au champ ionique est négligeable.

b) Pour les interactions avec les électrons, les éléments non diagonaux sont négligeables si la durée τ de la collision est supérieure à t ($\tau > t$).

Dans le cas $\tau < t$ il faut que $\tau\omega_{ij} > 1$.

Cette condition est en défaut si $\rho_o \lesssim \frac{\hbar\bar{v}}{\Delta E_{ij}}$ (ρ_o étant le paramètre d'impact minimum).

Si l'on considère un potentiel $V \sim \frac{e^2 R_o}{\rho_o^2}$ (où eR_o est le moment dipolaire de la transition i→f) l'inégalité sur ρ_o donne la condition :

$$\frac{V\tau}{\hbar} \geq \frac{e^2 R_o}{\hbar^2 v^{-2}} \Delta E_{ij}^2 \qquad (4.23)$$

Cette condition correspond pour des niveaux de type hydrogénoïde au cas des collisions fortes.

Si l'approximation de non transfert d'énergie par transitions inélastiques est possible, l'opérateur d'évolution temporelle $T_a(t)$ est considérablement simplifié, toutefois son expression reste encore fort compliquée.

On peut à nouveau obtenir une simplification de l'expression (4.14) en remarquant que l'approximation des trajectoires classiques nous permet également d'écrire

$$V(t) = \sum_k V_k(t) \tag{4.24}$$

Cette forme de potentiel rend possible l'écriture de $T_a(t)$ sous la forme d'un produit d'opérateurs $T_{ak}(t)$ pour les collisions individuelles perturbateur-atome

$$T_a(t) = O \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_o^t V'(t')dt'\right] = O \prod_k \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_o^t V_k'(t')dt'\right] \tag{4.25}$$

Cette simplification n'est pas possible dans sa généralité car les potentiels d'interaction individuels $V_k'(t)$ ne commutent pas entre eux. Il est toutefois possible d'utiliser la relation précédente si les potentiels $V_k'(t)$ n'interagissent pas entre eux au cours du temps ou n'interagissent que très faiblement.

Dans le cas où l'opérateur d'évolution temporelle $T_a(t)$ peut s'écrire sous la forme d'un produit d'opérateurs individuels, il s'avère nécessaire d'introduire une nouvelle approximation dite d'impact permettant l'utilisation de la relation précédente en distinguant et en séparant l'effet de "chevauchement" de certaines collisions. Cette approximation d'impact stipule : [4.4] et [4.9].

a) que les collisions fortes ($\frac{V\tau}{\hbar} \gtrsim 1$) qui ne permettent pas un développement en puissances de $V_k(t)$ dans l'opérateur d'évolution soient bien séparées dans le temps de façon qu'il n'y ait jamais simultanément deux collisions fortes;

b) que dans le cas où des collisions faibles interagissent à un instant donné ou pendant un temps donné, leur valeur moyenne soit assez faible pour que l'on puisse les traiter par un développement en puissances de $V_k(t)$;

c) que s'il y a interaction entre une collision faible et une collision forte, l'on néglige la contribution de la collision faible devant celle de la collision forte.

Remarque : L'effet de "chevauchement" entre collisions faibles apparait à partir des termes d'ordre deux dans le développement par itération de l'opérateur d'évolution.

Ces termes d'ordre deux $-(\frac{1}{\hbar})^2 \int_o^\tau \int_o^{t'} V'(t')V'(t'')dt'dt''$, compte-tenu du potentiel "classique"

$$V(\vec{R},\vec{x},\vec{v},t) = e\,\vec{R} \sum_k E_e(\vec{x}_k, \vec{v}_k, t) = \sum_k V_k(t), \qquad (4.26)$$

impliquent l'étude de la fonction d'autocorrélation du champ électrique $\langle E_e(t)E_e(t')\rangle$, fonction qui est évaluée dans l'approximation d'impact par l'emploi de quasi-particules statistiquement indépendantes (voir chapitre 5). Il s'en suit que l'on considèrera l'approximation d'impact comme valable si l'on fait le développement en puissances de $V_k(t)$ pour les collisions faibles jusqu'à l'ordre deux.

Cette approximation d'impact par son hypothèse de distinguer les effets de "chevauchement" des collisions permet d'écrire l'opérateur d'évolution temporelle de l'émetteur sous la forme simplifiée

$$T_a(t) = O \prod_k T_{ak}(t) \text{ avec } T_{ak}(t) = O \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_o^t V_k'(t')dt'\right] \qquad (4.27)$$

où $T_{ak}(t)$ représente l'opérateur d'évolution se rapportant à une seule collision faible ou forte, la majeure partie des collisions étant décrite par le développement à l'ordre deux de l'opérateur $T_a(t)$.

- Les collisions fortes pour lesquelles le développement n'est plus valable s'étudient en introduisant des coupures sur certaines grandeurs liées aux collisions telles que le paramètre d'impact. La condition (a) précédente implique de plus :

$$\tau_f \cdot \nu_f << 1 \qquad (4.28)$$

avec ν_f et τ_f respectivement fréquence et durée d'une collision forte.

4.4 - ETUDE DE LA MOYENNE THERMIQUE F(t)

Compte-tenu de la forme de l'opérateur $T_a(t)$ il est possible d'obtenir une représentation approchée de F(t) en transcrivant $T_a(t)$

sous la forme d'un développement limité.

La façon de calculer ce développement et l'ordre auquel il sera limité donneront lieu aux différents types de théories telles que la théorie d'impact et la théorie à un seul électron.

Le principe pour obtenir le développement de F(t) est le suivant : comme la fonction F(t) correspond à une moyenne thermique portant sur les variables $\vec{x}$ et $\vec{v}$ on commence par définir deux fonctions de distribution normalisée de ces deux variables

$$P(\vec{x})= \frac{\exp\left[-\beta V_p(\vec{x})\right]}{\int \exp\left[-\beta V_p(\vec{x})\right] d\vec{x}} \quad \text{et} \quad W(\vec{v}_k)= \frac{\exp\left[-\beta \frac{m\vec{v}_k^{\,2}}{2}\right]}{\int \exp\left[-\beta \frac{m\vec{v}_k^{\,2}}{2}\right] d\vec{v}_k} \tag{4.29}$$

où $\beta = \frac{1}{kT}$ et $\vec{x}$ se rapportant à l'ensemble des perturbateurs.

Les perturbateurs étant statistiquement indépendants on écrit :

$$W(\vec{v}) = \prod_k W(\vec{v}_k) \tag{4.30}$$

Afin de schématiser simplement les calculs nous ferons l'hypothèse que les perturbations sur l'état final de la transition sont négligeables, ce qui souvent est vrai dans le cas où l'état final est un des premiers niveaux d'excitation de l'atome émetteur, avec cette hypothèse F(t) prend la forme simple suivante :

$$F(t)= \frac{\iint \exp\left[-\beta E_p(\vec{x},\vec{v})\right] T_a(\vec{R},\vec{x},\vec{v},t) d\vec{x}\, d\vec{v}}{\iint \exp\left[-\beta E_p(\vec{x},\vec{v})\right] d\vec{x}\, d\vec{v}} \tag{4.31}$$

où $E_p(\vec{x},\vec{v})= V_p(\vec{x},\vec{v}) + \sum_k \frac{mv_k^{\,2}}{2}$

La relation (4.31) peut s'écrire, en introduisant les fonctions de distributions $P(\vec{x})$ et $W(\vec{v})$ et en mettant T_a sous forme d'un produit d'opérateurs $T_{ak}(t)$

$$F(t) = O \int P(\vec{x})d\vec{x} \prod_k \int W(\vec{v}_k)T_{ak}(t)d\vec{v}_k \qquad (4.32)$$

Compte-tenu du développement de T_{ak} nous pouvons obtenir un développement de F(t) en posant

$$1 + f_k(\vec{R},\vec{x}_k,t) = \int W(\vec{v}_k)T_{ak}(\vec{R},\vec{x}_k,\vec{v}_k,t)\, d\vec{v}_k \qquad (4.33)$$

ce qui nous conduit à écrire

$$\prod_k \left[1 + f_k\right] = 1 + \sum_k f_k + \sum_{k<j} f_k f_j + \ldots \qquad (4.34)$$

Dans ce cas F(t) prend la forme

$$\boxed{F(t) = O\left[1 + \sum_{i=1}^{N} F_i(t)\right]} \qquad (4.35)$$

avec $F_i(t) = \sum_{k_1<k_2<\ldots<k_i} \int f_{k_1}.f_{k_2}\ldots f_{k_i}\, P(\vec{x})d\vec{x}$ (4.36)

Les termes $F_i(t)$ du développement de F(t) peuvent, la probabilité $P(\vec{x})$ étant invariante lors d'une permutation des coordonnées, s'écrire en utilisant des fonctions de distribution réduites $P_i(\vec{x}_1,\ldots,\vec{x}_i)$ définies par

$$P_i(\vec{x}_1,\ldots,\vec{x}_i) = \int\ldots\int P(\vec{x}_1,\ldots,\vec{x}_i,\ldots,\vec{x}_N)d\vec{x}_{i+1}\ldots d\vec{x}_N \qquad (4.37)$$

alors $$F_i(t) = \frac{N!}{i!(N-i)!} \int\ldots\int f_1\ldots f_i P_i(\vec{x}_1,\ldots,\vec{x}_i)d\vec{x}_1\ldots d\vec{x}_i \qquad (4$$

Comme dans la théorie cinétique des gaz il est possible d'exprimer les fonctions de distribution réduite sous la forme d'un développement hiérarchique

$$P_1(\vec{x}_1) = g_1(\vec{x}_1)$$

$$P_2(\vec{x}_1, \vec{x}_2) = g_1(\vec{x}_1).g_1(\vec{x}_2) + g_2(\vec{x}_1, \vec{x}_2), \text{etc ...} \qquad (4.39)$$

où : $g_1(\vec{x}_1)$ représente la fonction de distribution à une particule

$g_1(\vec{x}_1).g_2(\vec{x}_2)$ la fonction de distribution à deux particules en l'absence de corrélation

$g_2(\vec{x}_1,\vec{x}_2)$ la fonction de corrélation à deux particules.

On pose en général pour mettre en évidence l'effet des corrélations [4.5]

$$h_i(t) = \int f_1 \ldots f_i g_i(\vec{x}_1,\ldots,\vec{x}_i) d\vec{x}_1 \ldots d\vec{x}_i \qquad (4.40)$$

ce qui permet d'écrire la fonction F(t) sous la forme

$$F(t) = 0 \exp \left[\sum_{i=1}^{\infty} \frac{n^i}{i!} h_i(t) \right] \qquad (4.41)$$

où n est la densité des perturbateurs.

Les deux relations obtenues pour F(t) sont susceptibles de significations physiques différentes et donc d'utilisations différentes.

A l'ordre le plus bas (approximation sans corrélation) la signification des deux expressions de F(t) est

$$F(t) = 0(1 + F_1(t)) = \lim_{t \to o} 0\, e^{nh_1(t)} \qquad (4.42)$$

où $F_1(t)$ est la fonction décrivant les interactions électron-atome en tant que particules indépendantes

$h_1(t)$ est la fonction décrivant les interactions électron-atome, la position d'un électron étant indépendante des autres électrons

$F(t) = 0\, e^{nh_1(t)}$ correspond à la distribution classique de Holtsmark [4.6] et $F(t) = 0\,[1 + F_1(t)]$ à la distribution asymptotique de Holtsmark ($t \to o$).

Dans la mesure où l'on considère au premier ordre F(t) donnée par $F(t) = 0\left[1 + F_1(t)\right]$ les effets des interactions sont simplement additifs car $F_1(t)$ ne fait intervenir qu'une somme de termes dans lesquels n'intervient qu'un seul opérateur T_{ak}.

Si l'on considère F(t) aux ordres suivants (en introduisant $F_2(t),\ldots,F_N(t)$) cela signifie que l'effet d'une interaction (collision) sur F(t) est influencé par les autres interactions, dans ces conditions les effets des collisions ne sont plus additifs.

Les effets d'influence peuvent être :

- soit des effets de corrélations entre positions des perturbateurs et l'emploi de la formule (4.36) s'impose ;

- soit des effets dûs à un changement important de l'état de l'émetteur lors des collisions, de telle sorte que, bien qu'il n'y ait aucune corrélation entre perturbateurs, il y ait cependant influence des collisions entre elles par le biais du changement de l'état de l'émetteur (changement correspondant à une diminution de la valeur de la fonction d'autocorrélation).

Remarquons que pour que de tels effets se produisent sur l'état de l'émetteur il faut, pour des collisions faibles, un temps assez long ; on pourra donc considérer $F_1(t)$ comme une bonne approximation de F(t) pour t petit, en fait au moins plus court que le temps moyen entre collisions fortes $t < \nu_f^{-1}$.

Pour $t \gtrsim \nu_f^{-1}$ il faut considérer les termes d'ordre supérieur $F_2(t)$... et en toute rigueur la relation (4.36) s'impose.

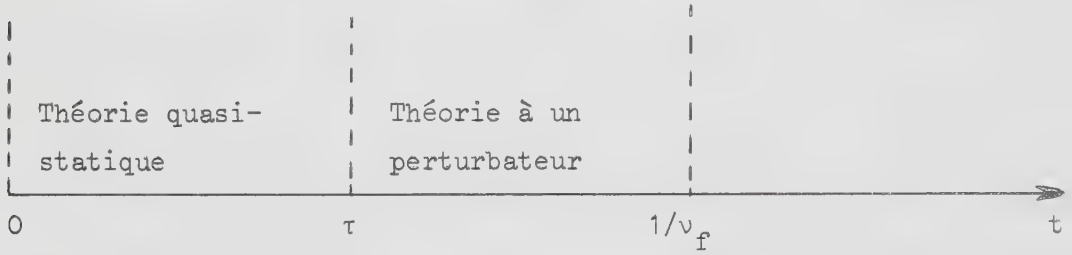
Cette dernière relation prise à l'ordre deux fait intervenir les effets de corrélation entre deux perturbateurs ce qui, compte-tenu de la théorie cinétique des gaz, est dans bien des cas suffisant pour décrire l'état du système. L'emploi de cette relation est difficile aux temps courts et la forme asymptotique $0\left[1 + F_1(t)\right]$ lui est préférée.

4.5 - DIFFERENTES THEORIES D'ELARGISSEMENT

L'emploi des deux formes pour F(t) conduit à deux théories complémentaires quant aux domaines d'utilisation.

4.5.1 - Théorie à un perturbateur ($t < \nu_f^{-1}$)

Elle est valable pour les temps courts et s'applique dans la région où $\Delta\omega$ est grand, c'est à dire sur les ailes de la raie (le temps d'étude étant de l'ordre $\Delta\omega^{-1}$), et fournit une description acceptable du profil dans la région allant de la demi-largeur jusqu'aux ailes lointaines du profil qui correspondent à l'approximation quasi-statique. L'approximation quasi-statique correspond à la condition $\tau.\Delta\omega >> 1$ où τ est la durée d'une collision, dans ce cas la dynamique des perturbateurs est négligeable. D'où le diagramme suivant, en fonction de la valeur de t



Comme $t < \nu_f^{-1}$, la fonction F(t) prend la forme asymptotique

$$F(t) \sim 0\ \left[1 + F_1(t)\right] = 1 + F_1(t) = 1+n \int f_1(\vec{R},\vec{x}_1,t)d\vec{x}_1 \qquad (4.43)$$

(L'opérateur chronologique n'a ici aucun effet sur $F_1(t)$ qui est simplement une somme de termes ne contenant qu'un seul opérateur $T_{ak}(t)$ et $P_1(x)$ prend la valeur $\frac{n}{N}$).

L'expression de F(t) représente une moyenne faite sur l'opérateur d'évolution temporelle par l'action d'un seul perturbateur.

La signification des deux termes de F(t) peut se donner simplement si l'on réécrit le profil de la raie en introduisant le champ électrique statique $E_i(z)$ des ions et en se plaçant dans l'hypothèse d'un niveau final de la raie non perturbée

$$I(\omega, E_i) = \frac{1}{\pi} \mathrm{Re} \sum_{nn'} (\vec{d}_{n'm}\vec{d}_{mn}) < n|D(\Delta\omega_{nm})|n'> \rho^a_{n'} \qquad (4.44)$$

avec $$D(\Delta\omega_{nm}) = \int_0^\infty \exp\left[it(\Delta\omega - e\, E_i R^n_z)\right] F(t)dt \qquad (4.45)$$

où R_z^n représente la projection du rayon vecteur de l'électron optique dans l'état n, suivant la direction z du champ ionique vu par l'émetteur.

Le profil complet est

$$I(\omega) = \int P(E_i) I(\omega, E_i) dE_i \qquad (4.46)$$

obtenu en moyennant $I(\omega, E_i)$ sur la fonction de distribution de E_i.

Compte-tenu de la relation (4.44) le terme constant 1 de F(t) donne par l'intermédiaire de la fonction $\delta(\Delta\omega - e E_i R_z^n)$ la décomposition de la raie initiale par le champ ionique sous forme de profil "ionique". Le terme suivant de F(t), $n \int f_1(\vec{R}, \vec{x}_1, t) d\vec{x}_1 = F_1^e(t)$, représente l'influence des effets dûs aux électrons.

Le terme $F_1^e(t)$ se calcule en introduisant les variables collisionnelles classiques ρ_o, v_o, t_o, respectivement paramètre d'impact, vitesse des perturbateurs, instant d'approche minimale, il se met sous la forme

$$F_1^e(t) = n \int_o^\infty v_o^3 W(v_o) dv_o \int_o^\infty \rho_o d\rho_o \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_o^t PV_e(\vec{R}, \rho_o, v_o, t' + t_o) dt'\right) - 1\right] dt_o \qquad (4.47)$$

où P est l'opérateur "diagonal" tel que $\langle n|PV_e|n'\rangle = \delta_{nn'} \langle n|V_e|n'\rangle$

et $V_e(\vec{R}, \rho_o, v_o, t' + t_o) = \dfrac{e^2 \left[z\rho_o + x v_o (t' + t_o)\right]}{\left[\rho_o^2 + v_o^2 (t' + t_o)^2\right]^{3/2}}$, expression dans

laquelle les axes atomiques ont été tournés de telle sorte que R soit orienté suivant les directions de ρ_o et v_o.

4.5.2 - Théorie d'impact

Cette théorie emploie la fonction F(t) donnée par la relation (4.41), on effectue un développement à l'aide des fonctions de corrélation $h_i(t)$. Comme dans la grande majorité des cas étudiés, les corrélations à trois particules sont négligeables, cette théorie n'utilise que les deux premiers termes de F(t) : $h_1(t)$, terme sans corrélation, et $h_2(t)$, terme de corrélations binaires.

L'étude des corrélations ne s'effectue pas à partir de la fonction de corrélation $g_2(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$ mais en introduisant dans les intégrales des paramètres de coupure, ce qui revient à faire une approximation qui supprime les divergences. Il faut signaler que l'introduction de ces paramètres de coupure est dangereuse, notamment dans l'étude de plasmas turbulents pour lesquels les effets collectifs peuvent être importants (voir chapitre 5).

Avec la méthode adoptée il suffit de tenir compte du premier terme du développement de F(t), soit :

$$F(t) \simeq 0\, e^{n\, h_1(t)} \tag{4.48}$$

avec $$h_1(t) = \iint W(\vec{v}_1)\left[T_1(\vec{R},\vec{x}_1,\vec{v}_1,t) - 1\right] d\vec{x}_1\, d\vec{v}_1 \tag{4.49}$$

Cette dernière expression se transforme en remplaçant l'opérateur T_1 par

$$T_1 = 0 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_0^t V_1'(t')dt'\right) \tag{4.50}$$

où $$V_1'(t) = e^{\text{iteE}_i.\text{PR}_z}\, PV_1(\vec{R},\vec{x}_1,\vec{v}_1,t)\, e^{-\text{iteE}_i.\text{PR}_z} \tag{4.51}$$

en introduisant la contribution des ions calculée à partir du potentiel d'interaction total

$$V(t) = e\, R_z\, E_i + V_e(\vec{R},\vec{x},\vec{v},t) \tag{4.52}$$

et en ne conservant par l'intermédiaire de l'opérateur P que les termes diagonaux (approximation de non transfert d'énergie entre états de l'émetteur).

L'expression de $h_1(t)$ s'écrit en introduisant $\vec{\rho}_o$, $\vec{v}_o$ et t_o avec $\vec{x}_1 = \vec{\rho}_o + \vec{v}_o\, t_o$ et en effectuant une moyenne sur ces variables :

$$h_1(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt_o \left[0 \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_0^t e^{it'\kappa}\, PV_1(t'+t_o)e^{-it'\kappa}dt'\right\} - 1\right]_{\text{moy.}} \tag{4.53}$$

où nous avons posé $\kappa = e\, E_i\, PR_z$.

Un changement de variables sur le temps $s = t' + t_o$ permet de réécrire $h_1(t)$

$$h_1(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt_o\, e^{-it_o\kappa} \left[0 \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_{t_o}^{t_o+t} e^{is\kappa} PV_1(s)\, e^{-is\kappa} ds\right\} - 1\right]_{moy} e^{it_o\kappa} \quad (4.54)$$

L'expression entre crochets est alors susceptible d'une interprètation classique si l'on introduit une nouvelle hypothèse dite de collision "instantanée" qui se traduit par

$$V_1(s) = 0 \quad \text{sauf pour} \quad 0 \leq s \leq \tau$$

ce qui signifie que, dans l'intervalle $[t_o, t_o + t]$, si nous avons $t_o \leq 0 \leq s \leq \tau \leq (t_o + t)$, la collision est <u>achevée</u>.

On fait alors une erreur très faible en remplaçant l'intervalle $[t_o, t_o + t]$ par $]-\infty, +\infty[$

Dans ces conditions le terme $[\ ]_{moy}$ de (4.54) s'écrit :

$$\left[0 \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{is\kappa}\, PV_1(s) e^{-is\kappa}\, ds\right\} - 1\right]_{moy} = [S - 1]_{moy} \quad (4.55)$$

où S est la matrice classique de collision (la collision est indifféremment faible ou forte).

L'hypothèse de la <u>collision "instantanée" et achevée</u> donne une bonne approximation pour $h_1(t)$ si le temps de collision τ est petit par rapport au temps d'étude $t = \Delta\omega^{-1}$, elle est donc valable pour <u>$\tau.\Delta\omega \ll 1$</u>, c'est à dire pour la région centrale du profil de la raie.

Finalement le terme $h_1(t)$ prend la forme :

$$h_1(t) = \int_0^{t-\tau} e^{it_o\kappa} [S - 1]_{moy} e^{-it_o\kappa} dt_o \quad (4.56)$$

et la fonction F(t) :

$$F(t) = e^{i(t-\tau)\kappa}\, e^{\left[i\tau\kappa-\tau\phi_a\right]}\, e^{-it\kappa+t\phi_a} \qquad (4.57)$$

où il a été posé $\phi_a = n\left[S - 1\right]_{moy}$

L'approximation d'impact ayant été utilisée, nous avons $\tau\phi_a << 1$ qui découle de $\frac{V\tau}{\hbar} < 1$

Nous obtenons alors

$$F(t) = e^{t\phi_a} \qquad (4.58)$$

Le profil de la raie est alors :

$$I(\omega,E_i) = \frac{1}{\pi}\, Re \sum_{nn'} (\vec{d}_{n'm}\vec{d}_{mn}) \langle n|D(\Delta\omega_{mn})|n'\rangle \rho^a_{n'}, \qquad (4.59)$$

où $$D(\Delta\omega_{mn}) = \int_o^\infty e^{t\left[\phi_a + i(\Delta\omega - \frac{eE_i PR_z}{\hbar})\right]} dt \qquad (4.60)$$

Le profil étant lorentzien, ϕ_a représente la largeur à mi-hauteur et $\Delta\omega - \frac{eE_i PR_z}{\hbar}$ la contribution du déplacement.

Remarque : Les paramètres de coupure sur ρ_o sont en général pris comme suit :

- pour $\Delta\omega < \omega_p$ $\quad \rho_{min} \# \lambda_D$, longueur de Debye
- pour $\Delta\omega > \omega_p$ $\quad \rho_{min} = \frac{\bar{v}}{\Delta\omega}$, paramètre de Lewis qui est fonction de la fréquence
- pour $\Delta\omega \simeq \omega_p$ il faut introduire un paramètre qui tienne compte des effets de corrélations collectives.

En toute rigueur, seule la région $\Delta\omega < \omega_p$ satisfait à l'approximation de la collision instantanée achevée qui est à la base de la théorie d'impact, en effet pour $\Delta\omega < \omega_p$, nous avons $\tau \sim \frac{\lambda_D}{\bar{v}} = \frac{1}{\omega_p}$, d'où $\tau.\Delta\omega < 1$ ce qui correspond au critère de la théorie d'impact.

La correction apportée par Lewis [4.7] pour adapter la théorie d'impact à la région des ailes de la raie est sujette à caution dans la mesure où elle utilise un développement de F(t), ce développement n'étant valable que pour les ailes de la raie (temps courts) et où $\tau\Delta\omega \gtrsim 1$. Une étude faite en considérant les collisions qui ne sont pas achevées pendant le temps $t = \Delta\omega^{-1}$ (c'est à dire pour lesquelles $\tau\Delta\omega > 1$) montre que la théorie d'impact est encore valable à condition que

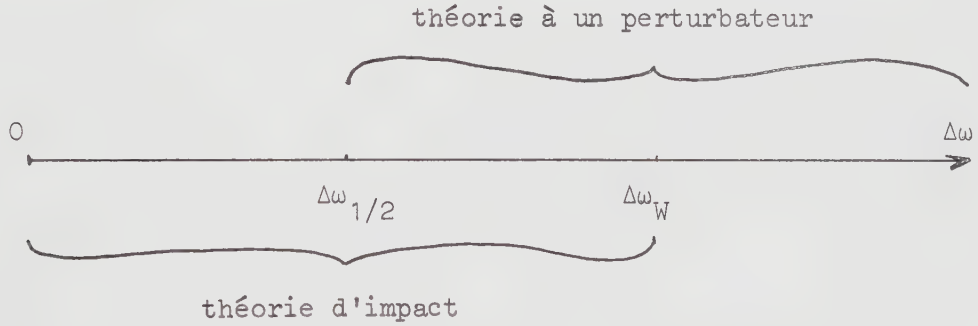
$$0 \leq \Delta\omega \leq \Delta\omega_W$$

où $\Delta\omega_W$ est la fréquence de Weisskopf des électrons.

Cette plage de validité fixe une limite dans l'utilisation du paramètre de coupure de Lewis.

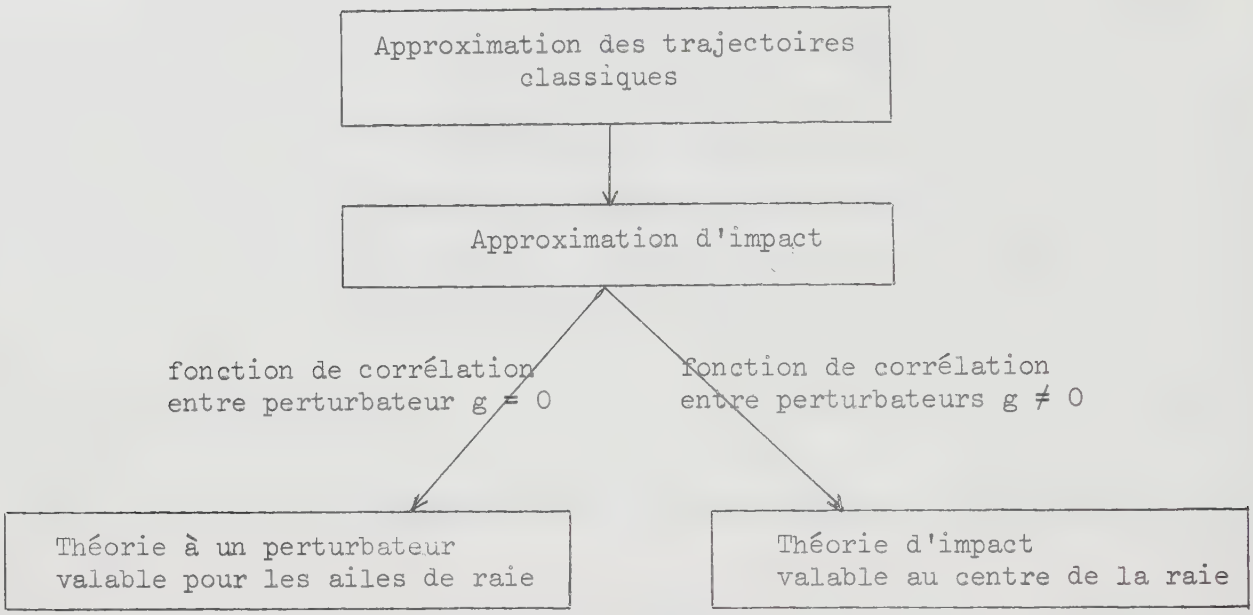
Conclusion

En identifiant le temps moyen entre collisions fortes ν_f^{-1} à $\Delta\omega_{1/2}$ (demi-largeur de la raie) nous pouvons - la fréquence de Weisskopf étant en général supérieure à la demi-largeur - obtenir un recoupement entre les deux théories



Ce recoupement permet ainsi l'étude du profil complet d'une raie avec toutefois une restriction pour l'emploi de la théorie à un perturbateur : le critère $\Delta\omega > \Delta\omega_{1/2}$ est valable pour les raies isolées et pour les raies dégénérées ayant un nombre élevé de composantes Stark, le critère $\Delta\omega > \Delta\omega_{1/2}$ n'est plus valable si les raies dégénérées n'ont que quelques composantes Stark. Ce cas est précisément le cas des raies partiellement dégénérées de HeI.

Nous pouvons schématiser les théories qui viennent d'être présentées par le tableau ci-après.



Le domaine de validité des deux théories présentées ci-dessus étant différent, certains auteurs ont entrepris d'unifier les différentes théories, de manière à obtenir une théorie plus générale valable pour tout le profil de la raie, c'est l'objet de la théorie dite unifiée [4.3].

4.5.3 - Théorie unifiée

La différence majeure entre la théorie unifiée et la théorie d'impact réside dans le fait que la théorie unifiée ne fait pas l'hypothèse de la "collision achevée" pendant le temps d'intérêt $t \sim \Delta\omega^{-1}$. Elle décrit donc la perturbation des électrons comme un processus non-Markovien pour des temps $t < \tau_p$ où $\tau_p = \omega_p^{-1}$ et comme un processus de Markov pour $t > \tau_p$, en cela elle s'identifie avec la théorie d'impact précédente appliquée à la région $\Delta\omega < \omega_p$.

Puisque dans la région du profil où $\Delta\omega > \omega_p$, l'hypothèse de la collision achevée (hypothèse qui permet de remplacer l'opérateur d'évolution temporelle associée à une collision par la matrice S de collision) a nécessité une correction portant sur le paramètre de coupure (paramètre de Lewis), on peut dire que la différence entre la théorie d'impact et la théorie unifiée réside dans le traitement des collisions fortes qui ne sont pas traitées par un paramètre de coupure mais par une équation de relaxation de la fonction F(t), équation décrivant des processus non-Markoviens.

4.5.3.1 - Calcul du profil d'une raie dans la théorie unifiée

D'une façon analogue à ce qui précède, dans le but de simplifier les calculs, nous ferons l'hypothèse que l'état final b n'est pas perturbé.

Ici encore, le profil de la raie, $I(\omega)$, est donné par les relations (4.7) et (4.8), la fonction d'autocorrélation $F(t)$ par la relation (4.9) avec la même signification pour l'opérateur d'évolution $T(\vec{r},t)$ qui est solution de l'équation de Schrodinger, en posant $\hbar = 1$.

$$i \frac{\partial}{\partial t} T(\vec{r},t) = V'(\vec{r},t)\ T(\vec{r},t) \tag{4.61}$$

avec $$V'(\vec{r},t) = e^{itH_o}\ V(\vec{r},t)\ e^{-itH_o} \tag{4.62}$$

où l'Hamiltonien du système est comme dans l'ensemble des théories :

$$H = H_o + V(\vec{r},t) = H_o + e\ \vec{R}.\vec{E}_e(\vec{r},t) + \ldots \tag{4.63}$$

Une différence importante introduite par la théorie unifiée réside dans le fait que l'hypothèse simplificatrice de non transfert d'énergie entre états de l'émetteur n'est plus employée : les termes non diagonaux associés à l'opérateur T sont pris en considération.

La fonction $F(t)$ est explicitée par une relation analogue à la relation (4.32) :

$$F(t) = \iint P(\vec{x}_1,\ldots,\vec{x}_N) W(\vec{v}_1,\ldots,\vec{v}_N) T(\vec{r},t)\, d\vec{x}\, d\vec{v} \tag{4.64}$$
$$= \int Q(\vec{r}) T(\vec{r},t)\, d\vec{r}$$

On définit une nouvelle fonction d'autocorrélation $F(\vec{r},t)$ par la relation

$$F(\vec{r},t) = Q(\vec{r}).T(\vec{r},t) \tag{4.65}$$

de telle sorte que $F(t) = \int F(\vec{r},t)\, d\vec{r}$,

cette fonction étant par l'intermédiaire de l'opérateur $T(\vec{r},t)$ solution de

$$i \frac{\partial}{\partial t} F(\vec{r},t) = V'(\vec{r},t).F(\vec{r},t) \tag{4.66}$$

On résoud cette équation différentielle en utilisant la méthode de l'opérateur projection $\hat{\Pi}$ introduit par Zwanzig [4.8] et défini par :

$$\hat{\Pi} f(\vec{r}) = Q(\vec{r}) \int f(\vec{r}')d\vec{r}' \tag{4.67}$$

et en introduisant deux fonctions auxiliaires $F_1(\vec{r},t)$ et $F_2(\vec{r},t)$ telles que

$$\begin{cases} F_1(\vec{r},t) = \hat{\Pi} F(\vec{r},t) \\ F_2(\vec{r},t) = (1 - \hat{\Pi}) F(\vec{r},t) \end{cases} \qquad \text{avec } F = F_1 + F_2 \tag{4.68}$$

L'équation différentielle (4.66) se scinde alors en deux équations :

$$\begin{cases} i \frac{\partial}{\partial t} F_1(\vec{r},t) = \hat{\Pi}V'(\vec{r},t) \left[F_1(\vec{r},t) + F_2(\vec{r},t)\right] & (4.69a) \\ i \frac{\partial}{\partial t} F_2(\vec{r},t) = (1 - \hat{\Pi})V'(\vec{r},t) \left[F_1(\vec{r},t) + F_2(\vec{r},t)\right] & (4.69b) \end{cases}$$

En définissant le propagateur $G(\vec{r};t,t')$ par

$$G(\vec{r};t,t') = 0 \exp \left(-i \int_{t'}^{t} (1 - \hat{\Pi})V'(\vec{r},s)ds\right) \tag{4.70}$$

l'équation (4.69b) se résoud par itérations et on obtient :

$$F_2(\vec{r},t) = G(\vec{r};t,0)F_2(\vec{r},0) - i \int_0^t G(\vec{r};t,t')\left[1-\hat{\Pi}\right]V'(\vec{r},t)F_1(\vec{r},t')dt \tag{4.71}$$

soit, comme $F_2(\vec{r},0) = 0$, car $F(\vec{r},0) = Q(\vec{r})$:

$$F_2(\vec{r},t) = - i \int_0^t G(\vec{r};t,t')\left[1-\hat{\Pi}\right]V'(\vec{r},t)F_1(\vec{r},t')dt' \tag{4.72}$$

En substituant cette expression de $F_2(\vec{r},t)$ dans l'équation (4.69a) on obtient une équation intégro-différentielle pour $F_1(\vec{r},t)$ qui, après intégration sur $\vec{r}$, en définissant la moyenne sur $\vec{r}$ d'un opérateur $A(\vec{r},t)$ par $\langle A(t)\rangle = \int A(\vec{r},t)Q(\vec{r})d\vec{r}$, et compte-tenu de la relation $F_1(\vec{r},t)=Q(\vec{r})F(t)$

$$i\frac{\partial}{\partial t}F(t)= \langle V'(t)F(t)\rangle - i\int_o^t \langle V'(t)G(t,t')\left[1-\hat{\Pi}\right]V'(t')\rangle F(t')dt' \tag{4.73}$$

Cette équation peut se simplifier si l'on suppose que la fonction de distribution $Q(\vec{r})$ a une symétrie sphérique par rapport à l'atome émetteur considéré ; dans ce cas $\langle V'(t)\rangle = 0$ et

$$\frac{\partial}{\partial t}F(t)= -\int_o^t \langle V'(t)G(t,t')V'(t')\rangle F(t')dt' \tag{4.74}$$

Remarque : L'hypothèse faite sur la fonction de distribution $Q(\vec{r})$ ne permet pas d'écrire $\langle V'(t)\rangle = 0$ dans le cas où l'émetteur est un ion. Afin de conserver un caractère général à la méthode, il est habituel d'introduire dans ce cas le terme principal d'interaction électron-ion dans l'Hamiltonien des électrons.

Finalement, on obtient une équation dynamique pour F(t), en utilisant l'identité [4.3]

$$\langle V'(t)G(t,t')V'(t')\rangle = e^{it'H_o}\langle V'(t-t')G(t-t',0).V'(0)\rangle e^{-it'H_o} \tag{4.75}$$

$$\frac{\partial F(t)}{\partial t} = -\int_o^t e^{it'H_o}\langle V'(t)G(t-t',0)V'(0)\rangle e^{-it'H_o}F'(t')dt' \tag{4.76}$$

Le profil de la raie s'obtient - en utilisant la représentation d'interaction pour F(t)

$$F'(t) = e^{-itH_o}F(t)$$

qui transforme l'équation dynamique pour F(t) en

$$\frac{\partial}{\partial t} F'(t) = - i H_o F'(t) - \int_o^t e^{-i(t-t')H_o} \langle V'(t-t') G(t-t',0) V'(0) \rangle F'(t') dt' \qquad (4.77)$$

- en calculant l'expression $\langle a|D(\Delta\omega_{ab})|a'\rangle$ compte-tenu de la valeur de $F'(t)$:

$$\langle a|D(\Delta\omega_{ab})|a'\rangle = \langle a| \int_o^\infty e^{it(\omega - E_a + E_b)} F'(t) dt |a'\rangle = \langle a|E(\omega - E_a + E_b)|a'\rangle \qquad (4.78)$$

- en multipliant l'équation dynamique (4.77) par $e^{it(\omega - E_a + E_b)}$ et en effectuant l'intégration sur le temps on obtient l'équation fonctionnelle

$$-i F'(0) + (\omega - E_a + E_b) E(\omega - E_a + E_b) = H_o E(\omega - E_a + E_b) + J(\omega - E_a + E_b - H_o) E(\omega - E_a + E_b) \qquad (4.79)$$

$$\text{avec } J(\omega - E_a + E_b - H_o) = -i \int_o^\infty e^{it(\omega - E_a + E_b - H_o)} \langle V'(t) G(t) V'(0) \rangle \, dt \qquad (4.80)$$

L'expression (4.79) nous fournit la valeur de $E(\omega - E_a + E_b)$ qui portée dans l'expression (4.78) donne la forme finale du profil de la raie :

$$\boxed{\begin{aligned} I(\omega) &= -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \sum_{aa'b} (\vec{d}_{a'b} . \vec{d}_{ba}) \langle a|K(\omega)|a'\rangle \\ \text{où } K(\omega) &= \left[(\omega - E_a + E_b - H_o) - J(\omega - E_a + E_b - H_o) \right]^{-1} \end{aligned}} \qquad (4.81)$$

Le profil complet étant obtenu en effectuant la moyenne de $I(\omega)$ sur les champs ioniques qui interviennent dans E_a, E_b et H_o.

Le résultat précédent est un résultat que l'on peut qualifier de général puisqu'il a été obtenu sans approximation, son domaine de validité s'étend donc au profil entier de la raie.

Ce profil peut être calculé dans la mesure où l'on sait évaleur l'opérateur $J(\omega - E_a + E_b - H_o)$ ce qui n'est malheureusement pas

le cas, même en faisant l'approximation de non-transfert d'énergie entre états de l'émetteur, approximation qui conduit à une première simplification de la théorie :

$$\langle a|K(\omega)|a'\rangle = \Delta\omega_{ab}\ \delta_{aa'} - \langle a|J(\Delta\omega_{ab})|a'\rangle \tag{4.82}$$

4.5.3.2 - Approximation de la théorie unifiée

Dans le but de pouvoir calculer l'opérateur simplifié $J(\Delta\omega_{ab})$ on utilise l'approximation d'impact.

En considérant que le potentiel d'interaction $V'(\vec{r},t)$ est la somme d'interactions individuelles $V'(\vec{r}_k,t)$, l'approximation d'impact permet d'écrire les deux propagateurs $G(\vec{r};t,t')$ et $T(\vec{r};t,t')$ sous la forme de produits

$$G(\vec{r};t,t') = 0 \prod_k G(\vec{r}_k;t,t') \quad \text{où} \quad G(\vec{r}_k;t,t') = 0\ e^{-i\int_{t'}^{t}\left[1-\hat{\Pi}\right]V'(\vec{r}_k,s)ds} \tag{4.83}$$

$$T(\vec{r};t,t') = 0 \prod_k T(\vec{r}_k;t,t') \quad \text{où} \quad T(\vec{r}_k;t,t') = 0\ e^{-i\int_{t'}^{t}V'(\vec{r}_k,s)ds} \tag{4.84}$$

Compte-tenu de la forme de ces propagateurs et en considérant chaque électron comme une quasi-particule statistiquement indépendante des (N-1) autres la moyenne (4.75) se simplifie [4.3] :

$$\begin{aligned}\langle V'(t).G(t,t')V'(t')\rangle &= \sum_k \langle V_k'(t)T_k(t,t')V_k'(t')\rangle \\ &= N\ \langle V_1'(t)T_1(t,t')V_1'(t')\rangle\end{aligned} \tag{4.85}$$

L'opérateur $J(\Delta\omega_{ab})$ prend alors la forme

$$\begin{aligned}J(\Delta\omega_{ab}) &= -i\ N \int_0^\infty e^{it\Delta\omega_{ab}}\ \langle V_1'(t)T_1(t,0)V_1'(0)\rangle \\ &= N \int_0^\infty e^{it\Delta\omega_{ab}}\ \frac{d}{dt}\langle T_1(t,0).V_1'(0)\rangle dt\end{aligned} \tag{4.86}$$

soit : $$J(\Delta\omega_{ab}) = -i\Delta\omega_{ab}\, N \int_0^\infty e^{it\Delta\omega_{ab}} \langle T_1(t,0)V_1'(0)\rangle dt \qquad (4.87)$$

Ce procédé de calcul peut être répété, si l'on effectue une translation dans le temps de telle sorte que $\langle T_1(t,0)V_1'(0)\rangle = \langle T_1(0,-t)V_1'(-t)\rangle$ et finalement :

$$J(\Delta\omega_{ab}) = -i\Delta\omega_{ab}\, \Delta\omega_{a'b}\, N \int_0^\infty e^{it\Delta\omega_{ab}} \langle T_1(t,0)-1\rangle\, dt \qquad (4.88)$$

et on obtient alors pour l'élément de matrice de $J(\Delta\omega_{ab})$:

$$\boxed{\langle a|J(\Delta\omega_{ab})|a'\rangle = -i\Delta\omega_{ab}\, \Delta\omega_{a'b} \int_0^\infty e^{it\Delta\omega_{ab}} \langle a|F^{(1)}(t)|a'\rangle} \qquad (4.89)$$

avec, en prenant pour la fonction de distribution des quasi-particules $P(\vec{x}_1) = \frac{n}{N}$ où n est la densité des quasi-particules :

$$\boxed{F^{(1)}(t) = n \int d\vec{x}_1 \int d\vec{v}_1\, W(\vec{v}_1) \left[T_1(\vec{x}_1,\vec{v}_1;t,0) - 1\right]} \qquad (4.90)$$

4.5.4 - Comparaison du résultat obtenu par la théorie "unifiée" avec les résultats des autres théories

4.5.4.1 - Comparaison avec la théorie d'impact

La formule de base de la théorie unifiée est l'équation intégro-différentielle qui décrit la relaxation de la fonction d'autocorrélation F(t) :

$$\frac{\partial}{\partial t} F(t) = -N \int_0^t e^{it'H_0} \langle V_1'(t-t')T_1(t-t',0)V_1'(0)\rangle\, e^{-it'H_0} F(t')dt' \qquad (4.91)$$

Cette relation permet de retrouver les résultats de la théorie d'impact si on utilise les conditions de validité de cette dernière, à savoir l'hypothèse de la collision "achevée" .

En considérant un temps de corrélation de l'ordre de ω_p^{-1}, auquel nous faisons correspondre le temps de collision $\tau_p = \omega_p^{-1}$, on s'intéresse à des temps $t >> \tau_p$ (temps de validité de la théorie d'impact). On pose $s = t - t'$ et on écrit

$$\langle V_1'(s)\, T_1(s,0)\, V_1'(0)\rangle = 0 \quad \text{pour} \quad s > \tau_p \tag{4.92}$$

Cette relation permet de remplacer dans la relation (4.91) $F(t-s)$ par $F(t)$ et de faire tendre t vers l'infini dans l'intégration sur s, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} F(t) = -e^{itH_o} \int_o^\infty e^{-isH_o}\, N \langle V_1'(s) T_1(s,0) V_1'(0)\rangle\, e^{isH_o} ds\, e^{-itH_o} F(t) \tag{4.93}$$

$$= e^{itH_o}\, M\, e^{-itH_o}\, F(t)$$

Le calcul de l'expression M conduit à [4.3]

$$M = n \iint d\vec{x}_1 d\vec{v}_1\, W(\vec{v}_1) V(\vec{x}_1, \vec{v}_1, 0) T_1(\vec{x}_1, \vec{v}_1; 0, -\infty) \tag{4.94}$$

Cette expression, transformée en utilisant les variables collisionnelles et en effectuant les moyennes sur les paramètres d'impact, les vitesses et les angles associés au perturbateur, prend la forme classique :

$$M = n \left[0 \exp\left(-i \int_{-\infty}^{+\infty} V_1'(t) dt\right) - 1\right]_{moy} = n \left[S_1 - 1\right]_{moy} \tag{4.95}$$

où S_1 est la matrice S pour une collision binaire.

L'expression de la fonction d'autocorrélation F(t) étant alors :

$$F(t) = \exp\left\{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{itH_o}\, n \left[S_1 - 1\right]_{moy} e^{-itH_o} dt\right] \tag{4.96}$$

soit $$F(t) = e^{nh_1(t)} \tag{4.97}$$

qui est rigoureusement analogue à l'expression (4.48) obtenue par la théorie d'impact.

Dans le cas où $t < \tau_p$ la théorie unifiée nous montre que la relaxation de F(t) se fait par un processus non-Markovien puisque le terme $\langle V_1'(t) T_1(t,t') V_1'(t') \rangle$ est différent de zéro et qu'il mémorise les interactions pour $t-t' < \tau_p$, l'état du système au temps t étant dépendant de son état au temps précédent $t' < t$.

Puisque le temps de relaxation du système est de l'ordre de τ_p, on peut affirmer que l'équation régissant F(t) est Markovienne pour $t > \tau_p$. L'analogie pour $t > \tau_p$ entre la théorie unifiée et la théorie d'impact signifie que l'hypothèse de collision achevée de la théorie d'impact revient à un procédé de "Markovianisation" de l'équation de relaxation de F(t) pour la théorie unifiée.

On peut donc conclure que la différence essentielle entre les deux théories se trouve dans le traitement des effets non-Markoviens. La théorie unifiée traite ces effets sans approximation en résolvant une équation non-Markovienne, tandis que la théorie d'impact les traite par une approximation au moyen du paramètre de coupure de Lewis, approximation qui lui permet d'étendre son domaine de validité.

La théorie unifiée ne présente aucun avantage sur la théorie d'impact lorsque l'on étudie l'élargissement dû aux collisions fortes dont la durée de collision est faible par rapport au temps entre collisions, le calcul se faisant par l'intermédiaire de la matrice S.

La théorie unifiée surclasse la théorie d'impact lorsque les collisions fortes et les collisions faibles jouent un rôle comparable dans l'élargissement car les aspects non-Markoviens des interactions sont pris en considération.

4.5.4.2 - Comparaison avec la théorie à un perturbateur

La comparaison entre les deux théories doit être faite pour t petit qui correspond aux ailes de la raie (domaine de validité de la théorie à un perturbateur), ce qui a nécessité de trouver une expression pour F(t) et d'étudier cette expression au voisinage de t = 0.

L'intégration de l'équation intégro-différentielle (4.91) nous donne

$$F(t)= F(0)-N \int_o^t dt' \int_{t'}^t \langle V_1'(t'')T_1(t'',t')V_1'(t')\rangle F(t')dt''= F(0)- \int_o^t \Gamma(t,t')F(t')dt' \qquad (4.98)$$

La solution de cette équation intégrale de seconde espèce est :

$$F(t)= F(0)\left[1-\int_o^t \Gamma(t,t')dt+\ldots+(-1)^n \int_o^t \int_o^{t_1} \ldots \int_o^{t_{n-1}} \Gamma(t,t_1)\ldots\Gamma(t_{n-1},t_n)dt_n\ldots dt_1+\ldots\right] \qquad (4.99)$$

Sa limite pour t petit est donnée par le terme d'ordre le plus bas du développement, soit, en posant F(0) = 1 :

$$F(t)= 1-N \int_o^t \int_o^{t'} \langle V_1'(t')T_1(t',t'')V_1'(t'')\rangle dt''dt'= 1 + N \langle T_1(t,0)- 1\rangle \qquad (4.100)$$

expression rigoureusement analogue à celle obtenue dans la théorie à un perturbateur (expressions (4.33) et (4.34)) où :

$$F(t) = 1 + n \int f_1(\vec{R},\vec{x}_1,t)d\vec{x} \qquad (4.101)$$

où $$f_1(\vec{R},\vec{x},t) = \int W(\vec{v}_1)T_1(\vec{R},\vec{x}_1,\vec{v}_1;t,0)dv_1 - 1 \qquad (4.102)$$

Cette identité de résultats permet d'affirmer la validité de la théorie unifiée dans le domaine spectral correspondant aux ailes de raie et son applicabilité à l'ensemble du profil.

4.6 - INFLUENCE DES EFFETS NON THERMIQUES DANS LE CADRE DE LA THEORIE UNIFIEE

La théorie d'impact, par la méthode qu'elle utilise dans le traitement des corrélations n'est pas en mesure de prévoir l'influence des effets non-thermiques (pour lesquels les corrélations sont importantes) sur le profil de la raie. Il faut pour cela avoir recours à la théorie unifiée.

Partons du résultat (4.81) donnant le profil $I(\omega)$ de la raie. Puisque nous désirons mettre en évidence des effets non thermiques sur la forme du profil, nous plaçons l'atome émetteur dans un milieu susceptible de propager des effets collectifs, par exemple un plasma hors d'équilibre thermique.

Si l'on admet que les interactions entre l'atome émetteur et le plasma restent faibles, l'opérateur $J(\Delta\omega_{ab})$ prend une forme simple qui est celle associée à l'ordre le plus bas du développement de l'opérateur d'évolution temporelle $T_1(t)$, soit le terme 1, alors :

$$J(\Delta\omega_{ab}) = -i\,N \int_o^\infty e^{it\Delta\omega_{ab}} \langle V_1'(t) T_1(t,0) V_1'(0)\rangle\, dt$$

$$= -i\,N \int_o^\infty e^{it\Delta\omega_{ab}} \langle V_1'(t) V_1'(0)\rangle\, dt \qquad (4.103)$$

cela correspond à l'approximation du second ordre en $V'(t)$ de $J(\Delta\omega_{ab})$.

L'expression (4.103) précédente peut s'écrire, en posant $V(t) = -d.E(t)$ et en introduisant la fonction d'autocorrélation du champ électrique, qui est une grandeur fondamentale dans l'étude des plasmas :

$$J(\Delta\omega_{ab}) = -i\,N \int_o^\infty e^{it\Delta\omega_{ab}}\, d(t)d(0)\, \langle E(t).E(0)\rangle\, dt \qquad (4.104)$$

avec $\quad d(t) = e^{itH_o}\, d\, e^{-itH_o}$

Le champ électrique se calcule en considérant chaque perturbateur (l'électron) comme une quasi-particule, statistiquement indépendante, qui polarise le milieu par effet d'induction. Cette quasi-particule décrit l'électron au cours de sa trajectoire, le champ électrique de charge d'espace E_c associé possède ainsi un effet dynamique.

La fonction d'autocorrélation du champ électrique se calcule alors par la relation

$$\langle E(t).E(0)\rangle = n \int dr_o \int f(v_o) E_c(r_o) E_c(r_o + v_o t)\, dv_o \qquad (4.105)$$

relation dans laquelle le champ électrique est donné par

$$E_c(r) = 4\pi e \int \frac{d\vec{k}\ i\vec{k}\ e^{-i\vec{k}.\vec{r}}}{(2\pi)^3 k^2 \varepsilon(\vec{k},\vec{k}.\vec{v})} \qquad (4.106)$$

où $\varepsilon(\vec{k},\omega)$ est la constante diélectrique du plasma.

CONCLUSION

L'introduction de quasi-particules, polarisant le milieu dans lequel est plongé l'atome émetteur, a impliqué, dans le calcul de la fonction d'autocorrélation du champ électrique, la grandeur "réponse" caractéristique du milieu, la constante diélectrique. C'est au travers des modifications de la constante diélectrique que les effets non-thermiques agiront sur la forme du profil des raies. Ces modifications seront traitées au chapitre 5 dans le cas d'un plasma non thermique à deux groupes de perturbateurs.

REFERENCES

[4.1] M. BARANGER, Atomic and Molecular Processes, Academic Press Inc N.Y. (1962).

[4.2] H.R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, Mc Graw-Hill N.Y. (1964).

[4.3] J. COOPER, E.W. SMITH, C.R. VIDAL, Phys. Rev. 185, 140 (1969).

[4.4] J. COOPER, E.W. SMITH, C.R. VIDAL, J. Res. Nat. Bur. Std USA 73A, 389 (1969).

[4.5] J. COOPER, E.W. SMITH, C.R. VIDAL, J. Res. Nat. Bur. Std USA 73A, 405 (1969).

[4.6] J. HOLTSMARK, Ann. Physik 58, 577 (1919).

[4.7] M. LEWIS, Phys. Rev. 121, 501 (1960).

[4.8] R. ZWANZIG, Lectures on theoretical Physics Vol.III, Wiley Interscience Inc N.Y. (1961).

[4.9] M. BARANGER, Phys. Rev. 111, 494 (1958).

CHAPITRE 5

CONTRIBUTION COLLECTIVE A L'EFFET STARK DANS UN PLASMA DENSE EN REGIME DE POST-DECHARGE

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'influence des modes collectifs de plasma sur quelques aspects de l'effet Stark dans un plasma dense qui se recombine rapidement. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés au problème de la possibilité d'observer, dans ce plasma, des raies satellites de transitions interdites.

5.1 - INTRODUCTION

Au chapitre précédent nous nous sommes essentiellement intéressés à l'étude de la contribution collisionnelle (incohérente) du champ électrique à l'effet Stark sur les raies émises par les atomes du plasma. Nous ne pourrons être certains que cette contribution est prépondérante que si les deux conditions suivantes sont remplies :

1. Le plasma est en équilibre thermique, la fonction de distribution des vitesses électroniques est maxwellienne.

2. Le nombre n_D d'électrons dans la sphère de Debye est suffisamment élevé (typiquement n_D supérieur à quelques dizaines).

Dans les autres cas (si l'une des conditions 1 ou 2 n'est pas remplie)il devient possible que, même en l'absence de toute perturbation extérieure du champ électrique, la contribution cohérente au champ électrique provenant des modes longitudinaux de plasma soit non négligeable. Ce chapitre est précisément consacré à l'étude de l'importance de ces effets collectifs dans le plasma étudié.

Si les oscillations de plasma électroniques de fréquence ω_p ont une amplitude suffisante elles peuvent se coupler aux ondes électromagnétiques associées aux transitions optiques d'atomes plongés dans le plasma. Ce couplage se traduit par l'apparition de raies satellites de transitions interdites.

Nous montrerons que, dans notre plasma, les conditions peuvent être remplies pour l'observation de cet effet ; d'une part le nombre d'électrons dans la sphère de Debye peut être assez faible et, d'autre part, le plasma se recombinant rapidement, il peut présenter un écart important à l'équilibre thermique se traduisant par une densité élevée d'électrons suprathermiques dues aux réactions de recombinaison collisionnelle à deux électrons et aux collisions superélastiques.

Nous rappellerons d'abord le principe de ce couplage et nous donnerons, compte-tenu des conditions expérimentales, les conditions qui doivent être remplies pour sa mise en évidence ; ceci nous amènera à développer un calcul de la contribution collective aux fluctuations de champ électrique du plasma. Nous montrerons ensuite que les effets non thermiques peuvent être prépondérants dans notre plasma. Des résultats de calcul correspondant à nos conditions expérimentales sont donnés à la fin de ce chapitre.

5.2 - COUPLAGE DE PLASMONS ET DE TRANSITIONS OPTIQUES DIPOLAIRES DANS UN PLASMA DENSE - RAIES SATELLITES DE TRANSITIONS INTERDITES

5.2.1 - Principe du couplage - Intensité des satellites

Baranger et Mozer ont montré dans un article théorique [5.1] qu'il était possible de faire apparaître dans les plasmas suffisamment denses des raies satellites de transitions interdites stimulées par les oscillations de plasma électroniques à la fréquence ω_p (plasmons).

Ces raies satellites proviennent d'une transition en deux étapes :

1. Un plasmon d'énergie $\hbar\omega_p$ est d'abord émis ou absorbé par un atome excité.

2. On observe la transition radiative du niveau virtuel intermédiaire vers un niveau inférieur que nous appelons raie satellite (Figure 4.1).

Sur cette figure on voit à gauche les niveaux excités i et j et les transitions permise et interdite P et I vers le niveau k en l'absence de champ perturbateur $E(\omega_p)$. En présence de ce champ on a en plus les deux satellites S^+ (satellite "bleu") et S^- (satellite "rouge") indiqués sur la partie droite de la figure 5.1 .

Les conditions du couplage des deux ondes sont les suivantes :

a. La variation $\Delta\ell$ du moment cinétique de l'électron optique doit être $\Delta\ell = \pm 2$ ou 0. Le niveau i de départ est alors tel que la transition dipolaire $i \rightarrow k$ est interdite.

b. Le couplage sera le meilleur lorsque le niveau virtuel intermédiaire est voisin d'un niveau réel de l'atome pouvant donner lieu à une transition dipolaire vers le niveau inférieur k. L'écart en énergie des niveaux i - niveau "interdit" - et j - niveau "permis" - doit donc être voisin de $\hbar\omega_p$.

Nous pouvons retrouver ce qui vient d'être dit en écrivant la probabilité différentielle de transition à deux photons (un plasmon et un photon), par unité d'angle solide $d\Omega$, stimulée par un plasmon de fréquence ω [5.2]

$$dA_{ik} = \frac{e^2}{8\pi h^3 c^3} (\omega_{ik} \pm \omega) \times \sum_j \left(\frac{\omega_{jk}}{\omega_{ij} \pm \omega}\right)^2 |V_{ij}|^2 |Z_{jk}|^2 \, d\Omega \qquad (5.1)$$

où ω_{ij}, ω_{jk} et ω_{ik} sont respectivement les fréquences des transitions $i \rightarrow j$, $j \rightarrow k$ et $i \rightarrow k$.

$V_{ij} = \langle j | e \vec{E}(t).\vec{r} | i \rangle$ est l'élément de matrice de la perturbation due au champ $E(t) = E_o(\omega) \cos\omega t$ associé au plasmon.

Z_{jk} est le moment dipolaire de la transition $j \rightarrow k$.

Les signes $\pm$ correspondent respectivement à l'absorption et à l'émission d'un plasmon.

Dans l'expression (4.1), pour la sommation, nous nous limiterons au seul niveau j quasi-résonnant correspondant à la valeur ω_{ij} la plus voisine de ω. Nous retrouvons ainsi la condition b ci-dessus.

La condition a provient du fait que les transitions $i \rightarrow j$ et $j \rightarrow k$ doivent être des transitions dipolaires permises.

En supposant que les raies satellites sont émises de manière isotrope le rapport $S_{\pm}(\omega)$ de l'intensité de l'un ou l'autre des deux satellites à l'intensité totale de la raie (composante permise plus composante interdite) est donnée par la relation

$$S_{\pm}(\omega) = \frac{(\omega_{ik} \pm \omega) n_i \, dA_{ik}}{\omega_{jk} \, n_j \, dA_{jk}} \qquad (5.2)$$

où n_i et n_j sont les populations respectives des niveaux i et j.

Les deux niveaux i et j sont voisins ($|E_i - E_j| \ll kT_e$), ils sont en E.T.L. l'un par rapport à l'autre, alors :

$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{kT_e}\right) \simeq \frac{g_i}{g_j}$ (g_i et g_j sont les poids statistiques des niveaux i et j).

De plus nous avons $(\omega_{ik} \pm \omega)/\omega_{jk} \simeq 1$.

Compte-tenu de l'expression de la probabilité différentielle d'émission spontanée de la transition j→k,

$dA_{jk} = \frac{\omega_{jk}^3}{2\pi\hbar c^3} |Z_{jk}|^2 \, d\Omega$, nous obtenons :

$$S_{\pm}(\omega) = \frac{e^2}{4\hbar^2} \frac{|V_{ij}|^2}{(\omega_{ij} \pm \omega)^2} \qquad (5.3)$$

$$= \frac{e^2 \, a_o^2}{6\hbar^2} \frac{E_o^2(\omega) R_{\ell\ell'}}{(\omega_{ij} \pm \omega)^2}$$

où a_o est le rayon de la première orbite de Bohr.

$R_{\ell\ell'}$ est une quantité sans dimension, carré de l'élément de matrice de $\vec{r}/a_o$ pris entre les états $|i\rangle = |n,\ell\rangle$ et $|j\rangle = |n,\ell'\rangle$. Dans le cas de niveaux hydrogénoïdes $R_{\ell\ell'}$ peut être calculé facilement [5.3].

L'intensité des satellites s'exprimant en fonction de l'amplitude du champ fluctuant, si aucun champ extérieur n'est appliqué au plasma, afin de prévoir la forme, la position et l'intensité relative des satellites émis par le plasma, nous devons calculer le spectre du champ $\vec{E}(t)$.

5.2.2 - Calcul du champ fluctuant

5.2.2.1 - Spectre du champ fluctuant dans un modèle de quasi-particules

Le spectre du champ fluctuant qui nous intéresse ici sera calculé à partir de la fonction d'autocorrélation $\langle\vec{E}(t).\vec{E}(0)\rangle$. Il faut noter que cette fonction d'autocorrélation intervient également au chapitre 4 dans le calcul de l'élargissement des raies indépendamment de toute préoccupation portant sur l'émission de raies satellites.

Ayant exprimé la fonction d'autocorrélation du champ électrique nous en prendrons la transformée de Laplace pour obtenir le spectre du champ fluctuant

$$E^2(\omega) = \int_o^\infty e^{i\omega t} \langle\vec{E}(t).\vec{E}(0)\rangle \, dt \qquad (5.4)$$

Nous nous intéressons ici au champ créé en un point fixe du plasma où est situé l'atome émetteur.

Nous avons adopté le modèle de quasi-particules utilisé par Bekefi [5.4] et Chappell et al. [5.5]. Dans ce modèle les électrons sont supposés avoir des trajectoires rectilignes et les ions former un fond continu uniforme de charge positive ; chaque électron polarise le milieu qui l'entoure et déplace avec lui un nuage de polarisation de telle sorte qu'un atome plongé dans le plasma est soumis au champ résultant de l'électron considéré et de son nuage de polarisation. Ce champ résultant pour un électron situé en $\vec{r}' = \vec{r}_o + \vec{v}_o t$ est donné par la relation

$$\vec{E}(\vec{r}') = 4\pi e \int \frac{d\vec{k}\, i\vec{k}\, e^{-i\vec{k}.\vec{r}'}}{(2\pi)^3 k^2 K_L(\vec{k},\vec{k}.\vec{v})} \qquad (5.5)$$

où $K_L(\vec{k},\vec{k}.\vec{v})$ est la constante diélectrique correspondant au vecteur d'onde $\vec{k}$ et à la fréquence $\omega = \vec{k}.\vec{v}$. Nous discuterons plus loin des expressions possibles pour cette constante diélectrique.

Pour calculer le champ $\vec{E}(t)$ résultant, il faut sommer chaque champ associé à un électron sur les N_e électrons du plasma. Et pour calculer la fonction d'autocorrélation $\langle\vec{E}(t).\vec{E}(t')\rangle$ il faut effectuer une moyenne sur les positions (également probables) et les vitesses des électrons à l'instant 0.

Compte-tenu du principe de superposition - tous les termes de $\langle \vec{E}(t).\vec{E}(t') \rangle$ provenant de deux électrons distincts sont nuls - le résultat [5.4], [5.5] est le suivant :

$$\langle \vec{E}(t).\vec{E}(t') \rangle = \frac{(4\pi e)^2 n_e}{(2\pi)^3} \int d\vec{v} \int d\vec{k}. \frac{f(\vec{v})}{k^4 |K_L(\vec{k},\vec{k}.\vec{v})|^2} \times e^{-i\vec{k}.\vec{v}(t-t')} \qquad (5.6)$$

où $f(\vec{v})$ est la fonction de distribution des vitesses électroniques (normée ici à 1).

Il faut remarquer que, dans le modèle utilisé ici, toutes les corrélations sont reportées dans la constante diélectrique, d'où l'importance de la méthode de calcul de cette constante diélectrique.

L'expression de la fonction d'autocorrélation du champ électrique nous permet alors de déterminer le spectre du champ fluctuant :

$$E^2(\omega) = \mathrm{Re} \left[\int_0^\infty e^{i\omega t} \langle \vec{E}(t).\vec{E}(0) \rangle \, dt \right]$$

$$= \mathrm{Re} \left[\frac{i\, 2e^2 n_e}{\pi} \int d\vec{k} \int d\vec{v} \frac{f(\vec{v})}{k^2 |K_L(\vec{k},\vec{k}\vec{v})|^2 (\omega - \vec{k}.\vec{v} + i\eta')} \right] \qquad (5.7)$$

$$= 2\, e^2 n_e \int \frac{d\vec{k}}{k^2 |K_L(\vec{k},\omega)|^2} \int d\vec{v}\, f(\vec{v}) \delta(\omega - \vec{k}.\vec{v})$$

Dans cette dernière expression nous avons utilisé la relation formelle $\int \frac{g(x)dx}{x} = P \int \frac{g(x)}{x} dx + i\pi \int g(x)\delta(x)\, dx$ où P désigne la partie principale et δ la fonction de Dirac.

Si nous supposons que le milieu est isotrope, nous pouvons imposer une direction arbitraire au vecteur $\vec{k}$, la vitesse $\vec{v}$ se décompose alors en une composante u parallèle à $\vec{k}$ et une composante perpendiculaire $\vec{v}_\perp$, alors nous obtenons :

$$\int d\vec{v}\, f(\vec{v}) \delta(\omega - \vec{k}.\vec{v}) = \int du\, d\vec{v}_\perp\, f(u,\vec{v}_\perp) \delta(\omega - ku) = \frac{1}{|k|} F(u)_{u=\frac{\omega}{k}}$$

où $F(u) = \int d\vec{v}_\perp \; f(u,\vec{v}_\perp)$

et finalement

$$E^2(\omega) = 8\pi e^2 n_e \int \frac{dk\, F(\omega|k)}{k|K_L(k,\omega)|^2} \qquad (5.8)$$

Nous devons faire ici quelques remarques.

1. L'équation de dispersion Re $K_L(k,\omega) = 0$ pour la propagation des ondes longitudinales n'a de solution correspondant à un mode propre longitudinal (ω,k) que pour $\omega > \omega_p$. Il se produit alors un couplage entre l'onde de plasma (ω,k) et les électrons dont la projection de la vitesse sur $\vec{k}$ est égale à la vitesse de phase de l'onde $u_\varphi = \frac{\omega}{k}$. En conséquence l'intégrant de (5.8) prend au voisinage de la valeur de $k = k_{res.}(\omega)$ (résonance pour ω fixé) une valeur non négligeable et il est à prévoir une modification du spectre du champ fluctuant entre les valeurs $\omega < \omega_p$ et les valeurs $\omega > \omega_p$.

Notons également qu'à partir du moment où nous avons considéré (tout au moins au sens des instabilités du type Landau) un plasma isotrope, aucun mode propre n'est instable quelle que soit la fonction de distribution $f(\vec{v})$ (par ailleurs supposée isotrope). Ceci résulte du fait que la fonction projetée F(u) est toujours monotone décroissante pour u positif.

2. En dehors de la résonance plasma $k_{res.}(\omega)$ la propagation des ondes reste possible, ces ondes seront plus ou moins amorties suivant les valeurs de k. Les ondes dont la longueur d'onde associée $\frac{1}{k}$ est inférieure à la longueur de Debye λ_D seront fortement amorties tandis que les ondes de longueur d'onde supérieure à la longueur de Debye $(k < k_D = \frac{1}{\lambda_D})$ seront plus faiblement amorties, ces dernières contribueront donc au comportement collectif du plasma. Aussi pour calculer la contribution collective de l'intégrant de (5.8) à $E^2(\omega)$ il est nécessaire d'effectuer l'intégration sur k de 0 à k_D.

3. Si on cherche à modifier le comportement collectif du plasma, on conçoit qu'on puisse y parvenir d'au moins trois manières :

a. En augmentant la valeur de k_D, donc en diminuant la longueur d'onde de Debye et donc le nombre d'électrons dans la sphère

de Debye, en augmentant par exemple le rapport n_e/T_e^3.

b. En modifiant la fonction de distribution f(u), ce qui reviendra en particulier à modifier la densité des électrons résonnants correspondant à $u = u_\varphi = \omega/k_{rés}(\omega)$.

c. En modifiant à (ω,k) fixés la constante diélectrique. Par exemple, il est à prévoir une modification du spectre du champ fluctuant dans un modèle où les collisions avec les électrons sont importantes.

5.2.2.2 - Constante diélectrique d'un plasma sans collisions

La constante diélectrique complexe $K_L(k,\omega)$ peut être calculée facilement à partir de l'équation de Vlasov dans un modèle de particule test [5.4]. Dans le cadre de l'approximation linéaire et en supposant que le système est stable (aucun mode k ne donne de solution en ω dont la partie imaginaire soit négative pour une onde en $e^{i(\omega t-\vec{k}\vec{r})}$) la constante diélectrique s'écrit :

$$K_L(k,\omega)= 1 + \lim_{\nu\to 0} \frac{\omega_p^2}{k^2} \int \frac{\vec{k}.\partial f(\vec{v})/\partial \vec{v}}{(\omega-\vec{k}.\vec{v})-j\nu} d^3\vec{v} \qquad (5.9)$$

où ω_p est la fréquence plasma électronique $\omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m}$

et où ν a été introduit pour éviter la divergence de l'intégrale à $\omega = \vec{k}\vec{v}$.

Dans tout ce qui suit nous supposerons que $f(\vec{v})$ s'écrit :

$$f(\vec{v}) = \frac{n_{eo}}{n_e} f_o(\vec{v}) + \frac{n_{e1}}{n_e} f_1(\vec{v})$$

où $f_o(\vec{v})$ est une fonction de distribution maxwellienne, n_{eo} étant la densité d'électrons correspondante, $f_1(\vec{v})$ est une perturbation à la fonction $f_o(\vec{v})$, n_{e1} la densité d'électrons associée et nous aurons $n_{e1}/n_{eo} << 1$.

Dans ces conditions $K_L(k,\omega)$ s'écrit :

$$K_L(k,\omega)= 1 + \frac{\omega_{po}^2}{k^2} .\lim_{\nu\to 0} \int \frac{\vec{k}\ \partial f_o(\vec{v})/\partial \vec{v}}{(\omega-\vec{k}\vec{v})-j\nu} + \frac{\omega_{p1}^2}{k^2} .\lim \int \frac{\vec{k}\ \partial f_1(\vec{v})/\partial \vec{v}}{(\omega-\vec{k}\vec{v})-j\nu} \qquad (5.10)$$

où $\omega_{po}^2 = \frac{4\pi n_{eo} e^2}{m}$ et $\omega_{p1}^2 = \frac{4\pi n_{e1} e^2}{m}$

Le terme du second membre de (5.10) qui fait intervenir $f_o(\vec{v})$ s'écrit à l'aide de la fonction Z'(x), dérivée de la fonction de Fried et Conte [5.6] Z(x) :

$$Z(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-u^2}}{u-x} du \qquad (5.11)$$

où $x = \frac{\omega}{\sqrt{2} k a_1}$ avec $a_1 = \left(\frac{KT_e}{m}\right)^{1/2}$, K étant la constante de Boltzmann et T_e la température électronique correspondant à $f_o(\vec{v})$.

Ce terme de (4.10) est alors égal [5.7]

$$x^2 Z'(x) = -\frac{\omega_{po}^2}{\omega^2} \left(\frac{4x^2}{\sqrt{\pi}} \int_o^{\infty} \frac{u^2 e^{-u^2} - x^2 e^{-x^2}}{u^2 - x^2} du + 2i\sqrt{\pi}\, x^3 e^{-x2}\right) \qquad (5.12)$$

Pour le calcul de (5.8) nous avons jugé préférable de recalculer l'expression de (5.12) plutôt que de procéder à des interpolations à partir des tables de Fried et Conte [5.6].

Le dernier terme de (4.10) sera calculé ultérieurement lorsque nous aurons déterminé la perturbation $\frac{n_{e1}}{n_e} f_1(\vec{v})$ à $f_o(\vec{v})$; cette perturbation sera une fonction isotrope, alors ce terme s'écrira :

$$\frac{\omega_{p1}^2}{k^2} \lim_{\nu \to 0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k F_1'(u) du}{\omega - ku - j\nu} \qquad (5.13)$$

où u est, comme précédemment, la projection de $\vec{v}$ sur le vecteur $\vec{k}$

et $F_1(u) = \int f_1(\vec{v})\, d\vec{v}_\perp$

5.2.2.3 - Constante diélectrique d'un plasma en présence de collisions

Dans le plasma étudié les collisions jouent un rôle important. Pour fixer un ordre de grandeur intéressons-nous aux collisions électron-ion qui, compte-tenu du taux d'ionisation élevé du plasma et comparées aux collisions électron-atome, sont prépondérantes, comme nous le montrerons plus loin.

Pour des électrons de vitesse v_e la fréquence de transfert de quantité de mouvement pour les collisions électron-ion s'écrit [4.8]

$$\nu_1(v_e) = 4\pi \frac{e^4}{m^2 v_e^3} \cdot \sum_i \left(Z_i^2 n^{(i)} . \ell n \left(\frac{\lambda_D}{p_{oi}}\right)\right) \qquad (5.14)$$

où $n^{(i)}$ représente la densité de charge Z_i et p_{oi} est la longueur de Landau ($p_{oi} = \frac{Z_i e^2}{m v_e^2}$).

Si nous considérons des électrons de vitesse $v_e = v_{th} = \left(\frac{2KT_e}{m}\right)^{1/2}$ (vitesse thermique des électrons) nous obtenons

$$\nu_1(v_{th}) = 2^{1/2}\pi \frac{e^4}{m^{1/2}} \frac{1}{(KT_e)^{3/2}} \ell n \Lambda . \sum_i \left(Z_i^2 n^{(i)}\right)$$

$$= 4{,}83 \frac{\bar{Z} n_e}{T_e^{3/2}} \ell n \Lambda \qquad (5.15)$$

où $\Lambda = \frac{\lambda_D}{\bar{p}_o}$ avec $\bar{p}_o = \frac{\bar{Z} e^2}{m v_{th}^2}$ et $\bar{Z} = \left(\sum_i Z_i^2 n^{(i)}\right)/n_e$

les $n^{(i)}$ sont exprimés en cm^{-3} et T_e en °K.

Nous obtenons alors :

$$\nu_1(v_{th})/\omega_p = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{\bar{Z} e^3 n_e^{1/2}}{(KT_e)^{3/2}} \ell n \Lambda = 0{,}853.10^{-4} \frac{\bar{Z}.n_e^{1/2}}{T_e^{3/2}} \ell n \Lambda \qquad (5.16)$$

Par exemple pour $n_e = 3.10^{17} cm^{-3}$, $n^{(1)} = 10^{17} cm^{-3}$, $n^{(2)} = 10^{17} cm^{-3}$ et $T_e = 5$ eV nous avons $\nu_1(v_{th})/\omega_p = 2{,}71.10^{-2}$ ce qui constitue une valeur importante.

Nous avons alors été amenés à introduire dans le calcul de la constante diélectrique la possibilité d'un amortissement collisionnel.

La situation dans ce domaine est encore relativement peu claire. Nous avons suivi la démarche de Bekefi [5.9] qui, pour le calcul de la constante diélectrique utilise, au second membre de l'équation de Vlasov, un terme de collision proposé par Bhatnagar et al. [5.10], mais au lieu de supposer une fréquence de collision constante nous avons introduit une dépendance en vitesse de cette fréquence de collision. L'équation de Vlasov décrivant l'évolution de la fonction de distribution des électrons s'écrit alors :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}.\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{m}\vec{E}.\frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = -\nu(v)\left[f - f_o \frac{\int \nu(v) f \, d\vec{v}}{\int \nu(v) f_o \, d\vec{v}}\right] \qquad (5.17)$$

où f_o est une fonction de distribution stationnaire homogène solution de l'équation de Vlasov.

Signalons que le terme de collision de cette équation ne conserve que le moment d'ordre 0 de la fonction de distribution. Dans le même article [5.10] est proposé un terme qui conserve, outre la densité électronique, l'impulsion et l'énergie, mais l'utilisation de ce terme conduirait ici à des calculs inextricables.

En écrivant $f = f_o + f_1$ et en négligeant le terme du second ordre $\vec{E}\frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}}$ [5.8] nous obtenons :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v}\frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}} + \frac{e\vec{E}}{m}\frac{\partial f_o}{\partial \vec{v}} = -\nu(v)\left(f_1 - f_o \frac{\int \nu(v) f_1 d\vec{v}}{\int \nu(v) f_o d\vec{v}}\right) \qquad (5.18)$$

En utilisant la transformée de Fourier spatio-temporelle de $f_1(\vec{r},\vec{v},t)$

$$f_1(\vec{k},\vec{v},\omega) = \int e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} f_1(\vec{r},\vec{v},t) dt \, d\vec{r}$$

nous obtenons pour $f_1(\vec{k},\vec{v},\omega) = f_1$

$$i\omega f_1 - i \vec{k}.\vec{v} f_1 + \frac{e\vec{E}}{m} \frac{\partial f_o}{\partial \vec{v}} = - \nu(v)(f_1 - f_o \frac{\int \nu(v) f_1 d\vec{v}}{\int \nu(v) f_o d\vec{v}})$$

Alors f_1 satisfait à l'équation

$$f_1 = (- \frac{e\vec{E}}{m} \frac{\partial f_o}{\partial \vec{v}} + \nu(v) f_o \frac{\int \nu(v) f_1 d\vec{v}}{\int \nu(v) f_o d\vec{v}}) / [i(\omega - \vec{k}.\vec{v}) + \nu(v)] \qquad (5.19)$$

La densité de charges $\rho_1(\vec{k},\omega)$ est alors donnée par

$$\rho_1(\vec{k},\omega) = \int e\, f_1(\vec{k},\vec{v},\omega) d\vec{v}$$

$$= - \frac{e^2}{m} E \int \frac{\partial f_o / \partial \vec{v}}{i(\omega - \vec{k}.\vec{v}) + \nu(v)} + e \frac{\int \nu(v) f_1 d\vec{v}}{\int \nu(v) f_o d\vec{v}} \cdot \int \frac{\nu(v) f_o(v)}{i(\omega - \vec{k}.\vec{v}) + \nu(v)} d\vec{v} \qquad (5.20)$$

Malheureusement au second membre des relations (5.19) et (5.20) intervient l'intégrale de $\nu(v)$ sur la fonction $f_1(\vec{k},\vec{v},\omega)$, aussi, afin d'éviter d'avoir à faire une itération pour le calcul de $f_1(\vec{k},\vec{v},\omega)$ nous ferons les approximations suivantes :

1. En supposant que f_o s'écarte peu d'une maxwellienne nous poserons $\int \nu(v)\, f_o\, d\vec{v} = n_e \bar{\nu}$ où $\bar{\nu} = \nu(v_{th})$; v_{th} étant la vitesse thermique correspondant au corps maxwellien de la fonction de distribution f_o.

2. Pour le terme $\int \nu(v)\, f_1\, d\vec{v}$ nous nous placerons dans deux situations différentes suivant la valeur de ω.

. Si $\omega > \omega_p$, c'est à dire dans le cas où existe un mode propre longitudinal de plasma, nous supposerons [5.11] que $f_1(\vec{k},\vec{v},\omega)$ présente un maximum très prononcé pour $v = v_\varphi = \frac{\omega}{k_{rés}(\omega)}$ et nous écrirons :

$$\int \nu(v)\, f_1\, d\vec{v} = \nu(v_\varphi) . \int f_1\, d\vec{v} \qquad (5.21a)$$

. Si $\omega \leq \omega_p$, dans le cas où il n'existe pas de mode propre longitudinal nous supposerons que f_1 se rapproche d'une maxwellienne en $\vec{v}$ et nous écrirons

$$\int \nu(v)\, f_1\, d\vec{v} = \nu(v_{th}) \int f_1\, d\vec{v} \qquad (5.21b)$$

Pour l'écriture nous posons :

$$\nu' = \begin{cases} \nu(v_\varphi) \text{ si } \omega \geq \omega_p \\ \nu(v_{th}) \text{ si } \omega < \omega_p \end{cases} \qquad (5.22)$$

De la relation (5.20) nous déduisons alors, en normalisant f_o à 1 :

$$\rho_1(\vec{k},\omega) = \frac{i\,\frac{n_e e^2}{m}\,\vec{E} \int \frac{\partial f_o/\partial \vec{v}}{\omega - \vec{k}\vec{v} - i\nu(v)}\, d\vec{v}}{1 + i\,\frac{\nu'}{\nu} \int \frac{\nu(v) f_o(\vec{v})}{\omega - \vec{k}\vec{v} - i\nu(v)}\, d\vec{v}} \qquad (5.23)$$

En utilisant l'équation de conservation

$$\omega \rho_1(\vec{k},\omega) = \vec{k}.\vec{J}_1(\vec{k},\omega)$$

et la définition de la constante diélectrique (scalaire) nous obtenons :

$$K_L(k,\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2} \frac{\int \frac{\vec{k}.\partial f_o(\vec{v})/\partial \vec{v}}{\omega - k.v - i\nu(v)}\, d\vec{v}}{1 + i\,\frac{\nu'}{\nu} \int \frac{\nu(v) f_o(\vec{v})}{\omega - \vec{k}\vec{v} - i\nu(v)}\, d\vec{v}} \qquad (5.24)$$

Lorsque, pour ω fixé, la résonance plasma existe la contribution essentielle des intégrales de (5.24) provient du voisinage du pôle $\vec{k}.\vec{v} = \omega - j\nu(v)$, alors nous pouvons substituer à $\nu(v)$ la valeur ν' définie par (5.22) et nous obtenons :

$$K_L(k,\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2} \frac{\int \frac{\vec{k}\,\partial f_o(\vec{v})/\partial \vec{v}}{\omega - \vec{k}.\vec{v} - i\nu'} d\vec{v}}{1 + i\frac{\nu'}{\bar{\nu}} \int \frac{f_o(\vec{v})}{\omega - \vec{k}.\vec{v} - i\nu'} d\vec{v}} \qquad (5.25)$$

Remarquons que nous obtenons à nouveau le résultat qui est obtenu avec une fréquence de collision ν constante en posant $\nu' = \bar{\nu} = \nu$ [5.9], et d'autre part si nous posons $\nu' = \bar{\nu} = 0$ nous obtenons l'expression de la constante diélectrique en l'absence de collisions donnée par la relation (5.9).

5.3 - ECARTS A LA FONCTION DE DISTRIBUTION MAXWELLIENNE DES ELECTRONS DANS LE PLASMA DE POST-DECHARGE

Dans ce paragraphe nous appliquerons les résultats précédents au plasma d'hélium créé par focalisation d'un faisceau laser que nous avons étudié expérimentalement dans sa phase de post-décharge.

Nous avons étudié le plasma dans la phase postérieure d'au moins une microseconde au passage de l'impulsion laser, aussi nous pouvons écarter à ces instants tous les effets provenant directement de l'interaction du rayonnement laser avec le plasma.

Repartons de la phase initiale du plasma : au moment du claquage le plasma est complètement ionisé et ne comporte que des ions He^{++} ; cette hypothèse est raisonnable compte-tenu des températures élevées (quelques centaines d'électron-volts) atteintes à la fin de l'impulsion laser [5.12].

Durant sa phase d'expansion - accompagnée du développement d'une onde de choc qui dissipe une partie de l'énergie cèdée par le faisceau laser au plasma - le plasma se refroidit rapidement pour atteindre au bout d'une microseconde une température de quelques électron-volts.

A l'instant initial, t = 1 µs, de notre étude, le plasma est alors toujours complètement ionisé mais sa température est beaucoup plus basse. La recombinaison commence seulement à intervenir - ceci est confirmé par l'impossibilité que nous avons constatée d'observer du rayonnement de raies à des instants antérieurs. Cette recombinaison s'effectue d'abord par cascades sur les niveaux excités de HeII.

5.3.1 - Production d'électrons chauds dans la post-décharge

Dans le travail de Sultan [5.13] et de notre équipe [5.14] il a été montré que la recombinaison du plasma dans sa zone centrale est essentiellement du type collisionnel à deux électrons, le deuxième électron prenant toute l'énergie de la recombinaison. Ainsi les deux réactions :

$$He^{++} + e + e \rightarrow He^{+}(i) + \vec{e} \qquad (5.26a)$$

et

$$He^{+} + e + e \rightarrow He\ (i) + \vec{e} \qquad (5.26b)$$

(où $\vec{e}$ représente l'électron qui a pris l'énergie d'ionisation χ_i plus l'énergie cinétique initiale des deux électrons) peuvent perturber notablement la fonction de distribution des électrons en injectant continuellement des électrons chauds dans la queue de la fonction de distribution.

Les effets observés seront d'autant plus importants que l'énergie prise par le deuxième électron sera plus grande et donc l'énergie du niveau i la plus basse ; compte-tenu de la configuration des niveaux de HeI et de HeII nous nous sommes limités à l'étude de l'influence des recombinaisons sur les deux niveaux fondamentaux $He^{+}(1)$ et $He(1)$.

La recombinaison fait également intervenir des cascades par collisions superélastiques, le résultat étant là encore de prélever des électrons dans le corps de la fonction de distribution pour les injecter vers les hautes énergies. Nous avons donc dû nous intéresser aux collisions superélastiques susceptibles de cèder une énergie importante (comparée à l'énergie thermique) à l'électron libre de la collision, ce sont surtout les réactions du type :

$$He^{+}(i) + e \rightarrow He^{+}(1) + \vec{e} \qquad (5.27a)$$

et

$$He\ (i) + e \rightarrow He(1) + \vec{e} \qquad (5.27b)$$

qui seront les plus importantes.

Les électrons chauds créés par les réactions précédentes perdent leur énergie par collisions (élastiques et inélastiques).

La production d'électrons chauds étant continuelle, un flux permanent d'électrons s'établit, dans l'espace des énergies, qui va des énergies de formation des électrons chauds vers l'énergie moyenne des électrons du plasma.

Afin de déduire des résultats quantitatifs il nous faut déterminer la perturbation de la fonction de distribution des vitesses électroniques due aux réactions précédentes, et pour ce faire, déterminer quelles sont les collisions qui sont déterminantes pour le refroidissement des électrons chauds créés.

Dans la mesure où les électrons chauds créés sont distribués de manière isotrope nous devrons nous intéresser à des fréquences d'échange d'énergie et non pas à des fréquences de transfert de quantité de mouvement.

5.3.2 - Calcul des fréquences de perte d'énergie d'un électron chaud par collisions

5.3.2.1 - Collisions élastiques-électron-neutre

Intéressons-nous d'abord aux collisions élastiques électron-neutre (collisions e-He). En utilisant les valeurs données par Brown [5.15] la section efficace σ_{e-o} de collision élastique e-He peut être approximée par

$$\sigma_{e-o}(E) = 10^{-15}\ E^{-1/2}(eV) \quad \text{pour} \quad E > 3\ eV$$

où $\sigma_{e-o}(E)$ est exprimée en cm^2.

La fréquence de collision pour un électron d'énergie $E = \frac{1}{2} mv^2$ est alors

$$\nu_{e-o} = n_o v_e \sigma_{e-o}(E) = 0{,}6.10^{-7}\ n_o$$

où n_o est la densité d'atomes neutres exprimée en cm^{-3}.

Si nous supposons que l'énergie moyenne des atomes neutres $\frac{3}{2} kT_o$ (égale dans nos conditions à l'énergie thermique $\frac{3}{2} kT_e$ des électrons) est faible devant l'énergie E des électrons considérés, la perte d'énergie de l'électron chaud est en moyenne par collision de $\Delta E \simeq \frac{2m}{M} E$.

La constante de temps de relaxation de l'énergie d'un électron chaud par collision élastique avec les neutres est alors

$$\tau_{e-o}^{él} = \left(\frac{2m}{M}\,\nu_{e-o}\right)^{-1} = 6{,}12.10^{10}/n_o \text{ (en seconde)} \qquad (5.28)$$

5.3.2.2 - Collisions inélastiques

Considérons maintenant les collisions inélastiques d'un électron avec un atome neutre ou un ion, écrivons de manière générale la collision sous la forme

$$A(i) + e \rightarrow A(j) + e \qquad (5.29)$$

où le niveau i désigne le niveau inférieur de la transition (A(i) représentant He(i) ou $He^+(i)$) et où A(j) soit un niveau excité de l'atome A considéré ($E_j > E_i$) soit le produit $A^+(1) + e$.

En accord avec le chapitre 3 nous prendrons comme section efficace de la transition i → j

$$\sigma_{ij}(E) = 4\pi\, a_o^2 \left(\frac{\chi_H}{E_{ij}}\right)^2 f_{ij}\, g\left(\frac{E}{E_{ij}}\right) \qquad (5.30a)$$

avec $$g(U_{ij}) = \alpha_{ij}\, \frac{U_{ij}-1}{U_{ij}^2}\, \ell n \left[1{,}25\, \beta_{ij}\, U_{ij}\right] \qquad (5.30b)$$

où $$U_{ij} = \frac{E}{E_{ij}}$$

Le choix des expressions (5.30a) et (5.30b) a été explicité au chapitre 3.

Les constantes α_{ij} et β_{ij} étant toujours voisines de 1, nous les prendrons égales à 1.

Le rapport des masses M/m = 4 × 1836 étant grand, l'énergie E_{ij} de la réaction (5.29) est fournie par l'électron. Le nombre de

collisions correspondant à cette réaction effectuées par un électron d'énergie $E = \frac{1}{2} mv^2$, pendant un intervalle de temps Δt est :

$$n_i v \, \sigma_{ij}(v) . \, \Delta t$$

soit $$n_i \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} E^{1/2} \, \sigma_{ij}(E) . \, \Delta t$$

où n_i est la densité d'atomes dans l'état i.

Et la moyenne de l'énergie perdue pendant l'intervalle de temps Δt est

$$\Delta E = \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} n_i \, E_{ij} \, \sigma_{ij}(E) . \, \Delta t$$

soit, avec la forme de $g(U_{ij})$ adoptée, en posant $\alpha_{ij} = \beta_{ij} = 1$

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} . 4\pi a_o^2 \frac{\chi_H^2}{E_{ij}} n_i f_{ij} \frac{E_{ij}(E-E_{ij})}{E^{3/2}} \ell n \left(1{,}25 \frac{E}{E_{ij}}\right)$$

Nous en déduisons la fréquence $\nu_{ij}^{in}(E)$ de perte d'énergie d'un électron par collisions inélastiques pour la transition $i \to j$

$$\nu_{ij}^{in}(E) = \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} 4\pi \, a_o^2 \, \chi_H^2 \, n_i f_{ij} \frac{E-E_{ij}}{E^{5/2}} \ell n \left(1{,}25 \frac{E}{E_{ij}}\right) \qquad (5.31)$$

soit numériquement en s^{-1} :

$$\nu_{ij}^{in}(E) = 7{,}82.10^{-24} \, n_i f_{ij} \frac{E-E_{ij}}{E^{5/2}} \ell n \left(1{,}25 \frac{E}{E_{ij}}\right) \qquad (5.32)$$

où les énergies sont exprimées ici en ergs.

En toute rigueur nous devrions considérer chaque type de collision inélastique et de collision ionisante pour obtenir la fréquence totale $\nu_t^{in}(E)$ de transfert d'énergie par collision inélastique soit

$$\nu_t^{in}(E) = \sum_{i,j} \nu_{ij}^{in}(E) \qquad (5.33)$$

Ce calcul étant extrêmement laborieux, essayons de calculer un ordre de grandeur de cette quantité en effectuant les simplifications suivantes pour chacun des atomes A (He ou He^+) :

- nous ne considérons que deux niveaux i : l'état fondamental (niveau i = 1) et un des premiers niveaux excités de l'atome, pour HeI le niveau métastable 2^3S et pour HeII le niveau n = 2 (niveau noté i = 2) ;

- nous considérons que toutes les populations des niveaux excités de l'atome A sont concentrées sur le niveau i = 2. Dans les deux cas de HeI et HeII nous nous sommes assurés que l'E.T.L. partiel est vérifié pour tous les niveaux excités (pour HeI niveaux métastables compris) et nous aurons alors :

$$n_2 = n_{Saha}^{(i)} \cdot (U(T_e) - g_1^{(i)})/U(T_e) \qquad (5.34)$$

où $n_{Saha}^{(i)}$ est le nombre total d'atomes A déduit de l'équation de Saha pour une densité électronique n_e et une température T_e fixées.

où $U(T_e)$ est la fonction de partition de l'atome A, à la température T_e et où $g_1^{(i)}$ est le poids statistique du niveau fondamental de A.

- Prenons $E_{1j} = E_{12}$ (énergie d'excitation du premier niveau excité - E_{12} = 19,6 eV pour HeI et $E_{12} = Z^2\chi_H(1 - \frac{1}{4}) = 3\chi_H$ = 40,8 eV pour HeII) et $E_{2j} = \chi_2$ (énergie d'ionisation du niveau i = 2. χ_2 = 5 eV pour HeI et χ_2 = 13,6 eV pour HeII).

- Enfin prenons une force d'oscillateur f_{ij} égale à 1 (en fait toutes les valeurs sont inférieures à 1 et $\sum_{j>i} f_{ij} \lesssim 1$).

A titre d'exemple nous donnons dans le tableau 5.1 les valeurs de $\nu_t^{in}(E)$ pour E = 10 eV, 25 eV et 60 eV respectivement et pour deux couples de valeurs des paramètres n_e et T_e ($n_e = 10^{17}$ e.cm^{-3}, T_e = 2,5 eV) et ($n_e = 3.10^{17}$ e.cm^{-3}, T_e = 5 eV). Les valeurs de $n_{Saha}^{(i)}$, n_1 et n_2 sont extraites des calculs de populations de niveaux de HeI et HeII présentés au chapitre 3.

Nous constatons, d'après le tableau 5.1 , qu'aux énergies modérées (E $\lesssim$ Energie d'ionisation de HeI) ce sont les collisions inélastiques sur des atomes de HeI qui sont prépondérantes ; aux énergies plus élevées ce sont les collisions inélastiques (excitation et ionisation) à partir de l'état fondamental de HeII qui l'emportent. Mais les fréquences obtenues ici doivent encore être comparées aux fréquences de perte d'énergie d'un électron par collisions élastiques électron-électron et électron-ion.

5.3.2.3 - Collisions élastiques électron-électron et électron-ion

La fréquence de perte d'énergie d'un électron par collisions élastiques entre particules chargées peut être calculée à partir du terme de collision de l'équation de Fokker-Planck. Nous utilisons les résultats donnés par Montgomery et Tidman [5.16].

La méthode employée consiste à étudier la diffusion dans l'espace des vitesses, par un plasma maxwellien, de particules test qui seront ici les électrons chauds. Il faut supposer que les particules test n'interagissent pas entre elles, ce qui reviendra à supposer, comme nous l'avons fait précédemment, que $n_{e1}/n_{eo} \ll 1$.

A l'aide de ce modèle, la constante de temps τ_E de relaxation de l'énergie d'un électron par collisions élastiques sur les électrons et les ions du plasma s'écrit

$$\tau_E = v^2/\{2n_e\gamma\, v \frac{\partial}{\partial v}\left[2\frac{\phi(\frac{v}{v_{th}})}{v} + (1+\frac{m}{M})\frac{\phi(\frac{v}{v_{th}})}{v}\right]$$

$$+ n_e\gamma(\frac{2}{v}\frac{\partial}{\partial v} + \frac{\partial^2}{\partial v^2})\left[\frac{v_{th}}{\pi^{1/2}} e^{-(\frac{v}{v_{th}})^2} + (\frac{v_{th}^2}{2} + v^2)\frac{\phi(\frac{v}{v_{th}})}{v}\right. \qquad (5.35)$$

$$\left. + \frac{V_{th}}{\pi^{1/2}} e^{-(\frac{v}{V_{th}})^2} + (\frac{V_{th}^2}{2} + v^2)\frac{\phi(\frac{v}{V_{th}})}{v}\right]\}$$

où v est la vitesse de l'électron test considéré, $v_{th} = (\frac{2KT_e}{m})^{1/2}$ et

$V_{th} = (\frac{2KT_i}{M})$ (M masse de l'ion et T_i température ionique)

TABLEAU 5.1 Fréquences de perte d'énergie d'un électron d'énergie E par collisions inélastiques.

Paramètres	E (eV)	HeI				HeII			$\nu_t^{in}(E)$
		n_1	$\nu_{12}^{in}(E)$	n_2	$\sum_j \nu_{2j}^{in}(E)$	$\nu_{12}^{in}(E)$	n_2^+	$\sum_j \nu_{2j}^{in}(E)$	
T_e = 2,5 eV	10	$1,19.10^{16}$	0	$1,836.10^{14}$	$1,026.10^{7}$	0	$3,51.10^{12}$	0	$1,026.10^{7}$
$n_e = 10^{17} e.cm^{-3}$	25	-	$3,695.10^{7}$	-	$8,30.10^{6}$	0	-	$4,06.10^{4}$	$4,53.10^{7}$
$n_{++} = 10^{14} cm^{-3}$	60	-	$7,99.10^{7}$	-	$3,78.10^{6}$	$1,61.10^{8}$	-		$2,45.10^{8}$
T_e = 5 eV	10	$3,10.10^{13}$	0	$4,94.10^{13}$	$2,76.10^{6}$	0	$0,922.10^{15}$	0	$2,76.10^{6}$
$n_e = 3.10^{17} e.cm^{-3}$	25	-	$9,63.10^{4}$	-	$2,23.10^{6}$	0	-	$1,07.10^{7}$	$1,30.10^{7}$
$n_{++} = 10^{17} cm^{-3}$	60	-	$2,32.10^{5}$	-	$1,02.10^{6}$	$1,61.10^{8}$	-	$1,012.10^{7}$	$1,71.10^{8}$

$\phi(x)$ est la fonction erreur $\phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_o^x e^{-t^2} dt$

et $\gamma = \frac{4\pi e^2}{m^2} \ell n\,(3\Lambda)$ (Λ a été défini précédemment, $\Lambda = \frac{\lambda_D}{\bar{p}_o}$)

L'expression (5.35) est apparemment compliquée mais elle se simplifie considérablement. En effectuant les dérivations nous obtenons :

$$\tau_E = \frac{(2m)^{1/2} . E^{3/2}}{16\pi\, e^4\, n_e\, \ell n(3\Lambda).\{\phi(x) + \frac{m}{M}\,\phi(X) - \frac{4}{\sqrt{\pi}}\, x e^{-x^2} - (1 + \frac{m}{M})\,\frac{2}{\sqrt{\pi}}\, X e^{-X^2}\}} \qquad (5.36)$$

où nous avons posé $x = \frac{v}{v_{th}}$ et $X = \frac{v}{V_{th}}$

Remarquons que dans la mesure où nous intéressons ici à des électrons qui ont des énergies grandes devant l'énergie thermique des électrons (ou des ions) et donc des vitesses v grandes devant v_{th} (et a fortiori grandes devant V_{th}), dans le crochet de (5.36), le terme $\phi(x) \simeq 1$ est nettement prépondérant sur les trois autres. En conséquence <u>la perte d'énergie des électrons chauds se fait essentiellement sur les électrons</u> et eu égard au rapport des masses m/M les ions n'interviennent pratiquement pas.

Nous en déduisons, avec une assez bonne approximation, pour $E > \frac{3}{2} kT_e$, la fréquence $\nu^{e\ell}(E)$ de perte d'énergie par collisions élastiques entre particules chargées.

$$\nu^{e\ell}(E) = \frac{16\,\pi\, e^4 n_e\, \ell n(3\Lambda)}{(2m)^{1/2}\, E^{3/2}} \qquad (5.37)$$

soit numériquement en seconde :

$$\nu^{e\ell}(E) = 3{,}085.10^{-5} . \frac{n_e \ell n(3\Lambda)}{(E\,eV)^{3/2}} \qquad (5.38)$$

où E est exprimée en électron-volt.

Remarquons que la température influe peu sur cette fréquence de collision (seulement par l'intermédiaire du paramètre Λ) et nous avons toujours pour notre plasma $5 < \ell n(3\Lambda) < 7$, afin de déterminer un ordre de grandeur de la fréquence de collisions prenons $\ell n(3\Lambda) \simeq 6$.

Si nous nous intéressons à des électrons d'énergie E comprise entre 10 eV et 60 eV et pour une densité $n_e = 10^{17} e/cm^3$ nous aurons

$$5{,}85.10^{11} \lesssim \nu^{e\ell}(E) \lesssim 4.10^{10} \qquad (5.39)$$

En conclusion, nous constatons que la fréquence $\nu^{e\ell}(E)$ de perte d'énergie des électrons chauds par collisions élastiques sur les électrons :

1. est nettement supérieure à la fréquence de perte d'énergie des électrons chauds par collisions inélastiques ;

2. est également nettement supérieure à la fréquence de perte d'énergie par collisions élastiques avec les neutres, $\nu^{e\ell}_{e-o} = 10^{-10} n_o$, compte-tenu du fait que, dans notre plasma, $n_o < 10^{19}$ particules/cm^3.

Ainsi nous pouvons déterminer la fonction de distribution associée aux électrons chauds en tenant compte uniquement des collisions élastiques électron-électron.

5.3.3 - Détermination de la fonction de distribution des vitesses des électrons chauds

Nous commencerons par déterminer la fonction de distribution $g_1(E)$ en énergie. Désignons de manière générale par S_i, que nous appellerons terme source i, le nombre d'électrons chauds créés par seconde par l'une des réactions (5.26) et (5.27) avec une énergie initiale E_i.

Les énergies de ces électrons chauds relaxent de la valeur E_i - grande devant l'énergie moyenne $\frac{3}{2} kT_e$ des électrons froids du plasma - vers cette énergie $\frac{3}{2} kT_e$. En régime stationnaire il n'y a aucune accumulation d'électrons aux énergies E grandes devant l'énergie moyenne et le nombre d'électrons chauds ayant une énergie comprise entre E et E + δE est alors

$$g_1(E)\delta E = \Big(\sum_{\substack{i \\ E_i \geq E}} S_i\Big)\delta t \qquad (5.40)$$

où δt est le temps mis par un électron pour perdre l'énergie δE.

Dans (5.40) nous avons sommé sur tous les termes source S_i qui correspondent à des énergies initiales E_i supérieures à E.

Mais nous avons :

$$\frac{\delta E}{\delta t} = \frac{E}{\tau_E} \qquad (5.41)$$

où τ_E est la constante de temps de perte d'énergie d'un électron.

Puisque ce sont les collisions électron-électron qui controlent cette perte d'énergie nous utiliserons pour expression de τ_E la relation (5.36) où nous pouvons négliger les termes dépendant de X. Alors

$$g_1(E) = \Big(\sum_{\substack{i \\ E_i \geq E}} S_i\Big) \frac{\tau_E}{E}$$

soit
$$g_1(E) = \Big(\sum_{\substack{i \\ E_i \geq E}} S_i\Big) \cdot \frac{(2mE)^{1/2}}{16\pi\, e^4 n_e \ell n(3\Lambda)\{\phi(x) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} x e^{-x^2}\}} \qquad (5.42)$$

La densité $f_1(v)$ d'électrons chauds par unité d'intervalle de vitesse électronique est alors donnée par :

$$f_1(v)dv = g_1(E)\, dE = g_1(E)\, m\, v\, dv$$

D'où :
$$f_1(v) = \sum_{\substack{i \\ E_i \geq E}} \left(\frac{S_i}{n_e}\right) \frac{m^2 v^2}{16\pi\, e^4 \ell n(3\Lambda)} \times \{\phi(x) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} x e^{-x^2}\}^{-1} \qquad (5.43)$$

Pour les calculs nous avons utilisé une décomposition de $f_1(v)$ en une série de fonctions de distribution maxwelliennes déplacées $f_k(v)$:

$$f_k(v) = 4\pi\, v^2\, C_k \exp\left[-\frac{m(v-v_k)^2}{4kT_e}\right] \qquad (5.44)$$

ces fonctions de distribution étant centrées sur la vitesse v_k ; C_k est une constante de normalisation. Le détail du calcul est donné en Appendice [A.2].

Ces fonctions $f_k(v)$ ont été utilisées pour rendre compte de la dispersion initiale des électrons créés par une même réaction.

5.3.4 - Détermination des termes source d'électrons chauds

Nous tenons compte pour la production d'électrons chauds des réactions mentionnées plus haut (5.26) et (5.27) où le niveau i, pour les recombinaisons est le niveau fondamental. Pour les collisions superélastiques, en égard aux valeurs des sections efficaces de collision, les calculs montrent qu'il suffit de tenir compte des transitions des niveaux à nombre quantique principal égal à 2 vers le niveau fondamental, les autres états excités donnant une contribution beaucoup plus faible à la production d'électrons chauds.

Au début de la post-décharge ($1\ \mu s \leq t \leq 3\ \mu s$) la densité d'ions He^{++} est élevée et ce sont surtout les deux réactions :

$$He^{++} + e + e \rightarrow He^{+}(1) + \vec{e}\ (54{,}4\ eV + 3\ kT_e) \qquad (5.45a)$$

et

$$He^{+}(2) + e \rightarrow He^{+}(1) + \vec{e}\ (40{,}8\ eV + \frac{3}{2}\ kT_e) \qquad (5.45b)$$

qui interviennent. Nous avons porté dans le membre de droite l'énergie moyenne de l'électron chaud.

La densité d'ions He^{++} diminue progressivement et les ions He^{+} (surtout dans l'état fondamental $He^{+}(1)$) prennent une importance relative plus grande ainsi que les deux réactions :

$$He^{+} + e + e \rightarrow He(1^1S_o) + \vec{e}\ (24{,}58\ eV + 3\ kT_e) \qquad (5.46a)$$

et

$$He(i) + e \rightarrow He(1^1S_o) + \vec{e}\ (E_i + \frac{3}{2}\ kT_e) \qquad (5.46b)$$

Dans cette dernière réaction l'état He(i) représente l'ensemble des quatre états 2^3S, 2^1S, 2^3P et 2^1P (i = 2 à 5) et l'énergie

correspondante E_i a été prise égale à 21 eV (moyenne pondérée par les poids statistiques des énergies de ces niveaux).

Pour les deux premières réactions les termes source correspondants sont :

$$S_1(T_e) = Q_1^+(T_e) . n_e^2 n_{++} \qquad (5.47a)$$

et $$S_2(T_e) = F_{21}^+(T_e) . n_+(2) . n_e \qquad (5.47b)$$

où les coefficients $Q_1^+(T_e)$ et $F_{21}^+(T_e)$ ont été définis au chapitre 3.

Pour le calcul de ces deux termes il est nécessaire de connaître les densités n_{++} et $n_+(2)$ qui ne sont pas accessibles par l'expérience (nous mesurons la densité électronique n_e mais nous ne pouvons déterminer expérimentalement la répartition de la charge positive entre les deux espèces d'ions He^+ et He^{++} - le niveau n = 2 n'est pas accessible par des diagnostics optiques effectués dans le visible).

Aussi nous devons avoir recours aux résultats des calculs effectués au chapitre 3.

Afin de rendre compte de l'inhomogénéité en température du plasma et d'étudier l'influence de cette inhomogénéité pour l'émission des satellites, nous avons effectué les calculs de champ fluctuant pour différentes valeurs de T_e comprises entre 1 eV et 5 eV. La densité électronique a été prise égale à $1{,}6.10^{17}$ e.cm^{-3}, valeur qui correspond à l'instant t = 3 µs de la post-décharge.

Les calculs effectués au chapitre 3 ont montré :

- que tous les niveaux de HeII à nombre quantique principal n supérieur ou égal à 2 sont sensiblement à l'E.T.L. (l'écart à l'E.T.L. n'est sensible qu'aux températures les plus basses - $T_e \lesssim 1{,}5$ eV - et est à attribuer essentiellement à la réaction $He^+(n) + He(1^1S_o) \rightarrow He^+(1) + He^+(1) + e$ et n'intervient que si la densité de neutres est élevée). Aussi nous pourrons écrire pour le niveau n = 2 de HeII

$$n_2^+ = n_{++}\, n_e\, \frac{g_2^+}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi\, m\, KT_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\chi_2^+}{KT_e}\right) \; (= \rho_2^+\, n_{++}) \qquad (5.48)$$

où g_2^+ est le poids statistique du niveau $H_e^+(2)$ et χ_2^+ l'énergie d'ionisation de ce niveau.

- que le niveau fondamental de HeII (n = 1) relaxe lentement - sauf pour les valeurs les plus élevées de T_e ($T_e \gtrsim 4$ eV) pour lesquelles ce niveau relaxe vers sa population d'équilibre dans des temps inférieurs aux temps d'évolution de la température et de la densité électronique du plasma étudié.

Pour des températures $T_e < 4$ eV - qui correspondent expérimentalement à la zone extérieure du plasma, le niveau fondamental se trouve, au début de la post-décharge, sous-peuplé par rapport à sa population d'équilibre ce qui implique une surpopulation des états excités ($n \geq 2$) et de l'état He^{++}. En fait le niveau fondamental de HeII est peuplé par désexcitations radiatives et superélastiques des niveaux supérieurs; ce peuplement est "retardé" par les transitions inverses : collisions inélastiques et plus efficacement encore par l'absorption des raies de résonance.

Le calcul précis des populations de niveaux de HeII et du nombre d'ions He^{++} à chaque instant de la post-décharge du plasma nécessiterait l'intégration de l'équation cinétique relative au niveau n = 1 de HeII écrite au chapitre 3 - en supposant que tous les niveaux excités sont par ailleurs en E.T.L. avec le continu - Ce calcul serait long et fastidieux.

En posant $n_i' = n_i^+/n_{++}$ l'équation cinétique relative au niveau fondamental de HeII peut s'écrire :

$$\frac{dn_1'}{dt} = - a_{11}\, n_1' + \sum_{i \geq 2} a_{1i}\, n_i' + b_1' \qquad (5.49)$$

où a_{11} comporte tous les termes de transitions à partir du niveau n = 1 de HeII : collisions inélastiques, ionisation. Nous tiendrons compte de l'absorption par une réduction des transitions radiatives spontanées.

a_{1i} comporte tous les termes de désexcitation du niveau i de HeII vers le niveau fondamental : collisions superélastiques, transitions spontanées réduites de l'absorption des raies correspondantes.

b_1' correspond à la recombinaison collisionnelle de He^{++} vers le niveau fondamental de HeII.

En supposant constants les termes a_{1i} et b'_1, la population relative $n'_1(t)$ du niveau fondamental de HeI à l'instant t est alors donnée par :

$$n'_1(t) = \frac{\bar{b}'_1}{a_{11}} \left[1 - \exp\left(- a_{11}.\Delta t\right)\right] \qquad (5.50)$$

où $\bar{b}'_1 = \sum_{i \geqslant 2} a_{1i}\, n'_i + b'_1$

et $\Delta t = t - t_o$, t_o pourra être pris égal à 1 µs, instant pour lequel le plasma peut encore être considéré comme étant complètement ionisé.

Il faut remarquer que a_{11} est ici l'inverse de la constante de temps τ_1 de relaxation du niveau fondamental. Si nous nous plaçons à un instant t tel que $\Delta t < \frac{1}{\tau_1} = a_{11}$ nous pouvons effectuer un développement limité de l'exponentielle et, au premier ordre, nous obtenons simplement

$$n'_1(t) = \bar{b}'_1.\Delta t \qquad (5.51)$$

En nous référant aux notations du chapitre 3, explicitons $\bar{b}'_1$:

$$\bar{b}'_1 = \sum_{i \geqslant 2} \left[n_e\, F^+_{i1} + (1 - \Lambda^+_{1i})\, A^+_{i1}\right] n'_i + n_e^2\, Q^+_1 \qquad (5.52)$$

où Λ^+_{1i} est le taux d'absorption de la transition $i \to 1$ de HeII.

Les termes faisant intervenir F^+_{21} et A^+_{21} sont, dans la relation (5.52), nettement prépondérants par rapport à tous les autres et nous pouvons écrire :

$$\bar{b}'_1 \simeq \left[n_e\, F^+_{21} + (1 - \Lambda^+_{12})\, A^+_{21}\right].\, \rho^+_2 \qquad (5.53)$$

où nous avons posé $\rho^+_2 = n'_2$ $(= n^+_2/n_{++})$.

et où $A^+_{21} = 0{,}7518.10^{10}\ \text{sec}^{-1}$.

Les valeurs des coefficients F_{21}^{+} dépendent de la température électronique T_e, les valeurs nécessaires à notre calcul sont données dans le tableau 5.2 ci-après en unités c.g.s.

Afin d'obtenir l'ordre de grandeur de $n_1' = n_1^+/n_{++}$ à l'instant t nous nous affranchirons de la variation des différents coefficients de (5.53) entre les instants t_o et t en prenant :

- pour n_e : la valeur moyenne de n_e entre les instants t_o et t soit $\bar{n}_e$.
- pour F_{21}^{+} : la valeur de F_{21}^{+} pour la température considérée à l'instant t.

Etant donné la variation lente de F_{21}^{+} en fonction de T_e cette approximation est relativement bonne.

- pour Λ_{12}^{+} : la valeur du taux d'absorption de la raie de résonance Lyα , obtenue pour la valeur de T_e à l'instant t et pour une valeur de n_1^+ légèrement inférieure à n_e à l'instant t (pour t = 3 µs et $n_e = 1{,}6.10^{17}$ e/cm^3 nous avons choisi $n_1^+ = 10^{17}$).

Remarquons que pour les valeurs de T_e considérées ici, bien que la relaxation du niveau fondamental de HeII vers sa population stationnaire se fasse lentement, sa population réelle devient rapidement supérieure au nombre d'ions He^{++}, l'absorption sur les raies de résonance limite alors l'influence de transitions radiatives vers le fondamental - et le peuplement de ce niveau s'effectue essentiellement par les collisions superélastiques.

La population relative $n_1^+(t)$ ainsi calculée nous permet de déterminer approximativement les populations d'ions He^{++} et d'ions $He^+(i)$ (populations de chacun des états i de HeII). Il est alors aisé de déduire les différents termes source de production d'électrons chauds à un instant donné et pour une température T_e fixée.

Nous donnons,à titre d'exemple, les valeurs des populations n_1^+, n_2^+ et n_{++} pour différentes valeurs de T_e à t = 3 µs ($n_e = 1{,}6.10^{17}$ e/cm^3) dans le tableau 5.3 .

Pour les réactions du type (5.46), qui aboutissent au niveau fondamental $1\,^1S_o$ de HeI, il nous faut connaître les densités n_1^+ et n_i et les termes source correspondants sont donnés par :

TABLEAU 5.2 Coefficient $F_{21}^{+} = \langle \sigma_{21}^{+} v_e \rangle$ de la transition superélastique $He^{+}(2) + e \rightarrow He^{+}(1) + e$.

T_e(eV)	1	1,25	1,5	2	3	4	5
F_{21}^{+}	$0,3436.10^{-8}$	$0,3092.10^{-8}$	$0,2839.10^{-8}$	$0,2488.10^{-8}$	$0,2079.10^{-8}$	$0,1841.10^{-8}$	$0,1684.10^{-8}$

TABLEAU 5.3 Populations d'ins $He^{+}(1)$, $He^{+}(2)$ et He^{++} à t = 3 µs.

T_e(eV)	1	1,25	1,5	2	3	4	5
$n_1^{+}(cm^{-3})$	$1,6.10^{17}$	$1,6.10^{17}$	$1,6.10^{17}$	$1,54.10^{17}$	$1,13.10^{17}$	$5,39.10^{16}$	$3,34.10^{16}$
n_2^{+}	$1,79.10^{14}$	$1,93.10^{14}$	$2,18.10^{14}$	$1,61.10^{14}$	$1,03.10^{14}$	$4,93.10^{13}$	$2,15.10^{13}$
n_{++}	$8,14.10^{12}$	$6,43.10^{13}$	$1,98.10^{14}$	$2,09.10^{15}$	$2,33.10^{16}$	$5,30.10^{16}$	$6,32.10^{16}$

TABLEAU 5.4 Valeurs des coefficients $S_i(T_e)/n_e$ (exprimés en sec^{-1}) pour $n_e = 1{,}6.10^{17} e/cm^3$ (t = 3 µs).

T_e(eV)	1	1,25	1,5	2	3	4	5
$S_1(T_e)/n_e$	$0{,}175.10^{-1}$	0,212	0,795	$0{,}925.10^{1}$	$0{,}895.10^{2}$	$0{,}166.10^{2}$	$0{,}163.10^{2}$
$S_2(T_e)/n_e$	$0{,}615.10^{6}$	$0{,}597.10^{6}$	$0{,}619.10^{6}$	$0{,}401.10^{6}$	$0{,}214.10^{6}$	$0{,}9076.10^{5}$	$0{,}362.10^{5}$
$S_3(T_e)/n_e$	$0{,}563.10^{4}$	$0{,}468.10^{4}$	$0{,}402.10^{4}$	$0{,}308.10^{4}$	$0{,}164.10^{4}$	$0{,}622.10^{3}$	$0{,}322.10^{3}$
$S_4(T_e)/n_e$	$0{,}478.10^{6}$	$0{,}1314.10^{6}$	$0{,}5563.10^{5}$	$0{,}1859.10^{5}$	$0{,}430.10^{4}$	$0{,}4773.10^{3}$	$0{,}1543.10^{2}$

$$S_3(T_e) = Q_1(T_e)\, n_e^2 . n_1^+ \qquad (5.54a)$$

$$S_4(T_e) = n_e \sum_{i=2}^{5} n_i\, F_{i1}(T_e) \qquad (5.54b)$$

Les coefficients $Q_1(T_e)$ et $F_{i1}(T_e)$ ont été définis au chapitre 3.

Nous avons vu au chapitre 3 que les quatre niveaux 2^3S, 2^1S, 2^3P et 2^1P sont en E.T.L. avec le continu dans les conditions de température et de densité électroniques considérées ici, d'autre part les temps de relaxation de ces niveaux sont très courts (inférieurs à 10^{-7} sec.), nous pouvons alors déterminer facilement les populations n_i (i = 2 à 5) et, partant, le terme $S_4(T_e)$.

Nous avons reporté dans le tableau 5.4, les valeurs des coefficients $S_i(T_e)/n_e$ correspondants aux quatre termes source considérés ici et calculés pour $n_e = 1{,}6.10^{17}$ e/cm^3 et pour des valeurs de T_e comprises entre 1 et 5 eV.

Nous constatons sur ce tableau que :

1. Pour les valeurs de T_e les plus élevées, c'est essentiellement les collisions superélastiques sur les niveaux excités de HeII qui interviennent (terme $S_2(T_e)$) la recombinaison collisionnelle de He^{++} vers le niveau fondamental $He^+(1)$ jouant un rôle moins important que nous aurions pu l'escompter.

2. Pour les valeurs de T_e les plus faibles les collisions superélastiques sur les niveaux de HeI sont d'importance comparable aux collisions superélastiques sur les niveaux de HeII.

5.4 - CALCUL DU CHAMP FLUCTUANT POUR LE PLASMA DE POST-DECHARGE - RESULTATS

Nous calculons ici le spectre du champ fluctuant ; nous nous intéressons essentiellement à la partie collective de ce spectre (cf. paragraphe 5.2.2.1).

Afin de comparer les résultats des calculs effectués dans ce chapitre aux résultats expérimentaux qui sont donnés au chapitre 2 nous envisageons successivement trois cas :

1. Le plasma est maxwellien et l'amortissement collisionnel des ondes longitudinales de plasma est négligé.

2. La fonction de distribution des vitesses électroniques présente un écart à la maxwellienne et l'amortissement collisionnel est négligé.

3. La fonction de distribution présente un écart à la maxwellienne et nous tenons compte de l'amortissement collisionnel.

5.4.1 - Le plasma est maxwellien et l'amortissement collisionnel des ondes longitudinales de plasma est négligé

Dans un plasma en équilibre thermodynamique nous pouvons utiliser le théorème de fluctuation-dissipation. Ici ce théorème permet de relier la puissance spectrale $P(k,\omega)$ émise par le plasma sous forme d'ondes longitudinales à la constante diélectrique $K_L(k,\omega)$ [5.4] par :

$$P(k,\omega) = \frac{E^2(k,\omega)}{8\pi} = \frac{4KT_e}{\omega} \operatorname{Im}\left[\frac{1}{K_L(k,\omega)}\right] \qquad (5.55)$$

Si nous nous intéressons à la partie du champ fluctuant qui est d'origine collective nous ne devons considérer que les valeurs de k telles que $k < k_D = \frac{1}{\lambda_D}$.

D'après l'expression précédente la densité d'énergie des fluctuations est donnée par

$$\frac{\langle E^2(r)\rangle}{8\pi} = \frac{1}{8\pi} \iint d\omega\, E^2(k,\omega)\, \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3}$$

$$= 4KT_e \iint \frac{d\omega}{\omega} \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \operatorname{Im}\left[\frac{1}{K_L(k,\omega)}\right] \qquad (5.56)$$

Si nous fixons $k(k < k_D)$ la contribution essentielle à l'intégrale (5.55) effectuée sur ω provient des fréquences voisines de la fréquence ω_o, solution de l'équation de dispersion - $\mathrm{Re}K_L(k,\omega) = 0$ - Et nous pouvons approximer $\operatorname{Im}\left[\frac{1}{K_L(k,\omega)}\right]$ par une courbe de Lorentz. Nous obtenons alors :

$$\frac{\langle E^2(r)\rangle}{8\pi} \simeq \frac{KT_e}{2} \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{(1+k\lambda_D)^2} \qquad (5.57)$$

L'intégrale (5.57) doit être prise sur $\vec{k}$ tel que $|\vec{k}| < k_D$ (Les ondes qui ne vérifient pas cette condition sont fortement amorties). Nous obtenons alors :

$$\left(\frac{\langle E^2(r)\rangle}{8\pi}\right)_{\text{collectif}} \simeq \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \frac{KT_e}{4\pi^2 \lambda_D^3} = 0{,}215 \frac{n_e KT_e}{3\pi n_D} \qquad (5.58)$$

Si nous désignons, de manière générale, par ε la fraction d'énergie thermique du plasma qui existe sous forme de modes électrostatiques, nous avons ici :

$$\varepsilon = \frac{(\langle E^2(r)\rangle/8\pi)_{\text{collectif}}}{\frac{3}{2} n_e KT_e} \simeq \frac{0{,}430}{9\pi n_D} = \frac{0{,}015}{n_D} \qquad (5.59)$$

D'après les relations (5.58) et (5.59), dans le cas d'un plasma non collisionnel et dont la fonction de distribution est maxwellienne, le taux ε d'ondes longitudinales sera d'autant plus grand que le nombre d'électrons dans la sphère de Debye sera plus faible et donc que la température sera plus basse et la densité électronique plus élevée.

Revenons à l'expression (5.3), en intégrant sur tous les modes plasma, le rapport $S_\pm$ de l'intensité intégrée de l'un ou l'autre des satellites à l'intensité totale de la raie est alors :

$$S_\pm = \int S_\pm(\omega)d\omega = \frac{e^2 a_o^2}{6\hbar^2} \frac{R_{\ell\ell'}}{(\omega_{ij} \pm \omega_p)^2} \cdot \langle E^2(r)\rangle_{\text{collectif}} \qquad (5.60)$$

où nous avons supposé que le spectre des modes électrostatiques est presque monochromatique et de fréquence ω_p.

Dans notre cas ω_{ij} et ω_p sont du même ordre de grandeur, en posant $\omega_{ij} \pm \omega_p = \alpha \pm \cdot \omega_p$, nous obtenons :

$$S_{\pm} = 2\pi\ \varepsilon\ n_e KT_e \frac{e^2 a_o^2}{\alpha_{\pm}^2 \hbar^2 \omega_p^2} R_{\ell\ell'} \qquad (5.61)$$

$$= \frac{\varepsilon}{2} \frac{m a_o^2 R_{\ell\ell'}}{\hbar^2 \alpha_{\pm}^2} KT_e$$

En écrivant que $a_o = \hbar^2/me^2$ et en désignant par $r_o = e^2/KT_e$ la longueur de Landau, cette dernière relation s'écrit :

$$S_{\pm} = \frac{\varepsilon}{2} \frac{a_o}{r_o} \frac{1}{\alpha_{\pm}^2} R_{\ell\ell'}$$

$$= 0{,}1838.10^{-1}.\varepsilon. \frac{R_{\ell\ell'}}{\alpha_{\pm}^2} (T_e(eV)) \qquad (5.62)$$

Les calculs que nous venons de présenter ici ne nous donnent pas d'informations sur <u>la forme du spectre du champ fluctuant</u>. Or la forme de ce spectre est importante : les satellites étant superposés aux profils des raies à partir desquelles ils apparaissent, une trop grande largeur du spectre des fluctuations électrostatiques rendrait difficilement discernables les satellites des ailes des raies considérées. D'autre part les calculs précédents, s'ils donnent des ordres de grandeur très utiles, comportent des approximations, en particulier sur la constante diélectrique $K_L(k,\omega)$ aux grandes longueurs d'onde.

A partir de l'expression (5.8) nous avons calculé la contribution collective du champ fluctuant pour toute une série de valeurs de ω, inférieures et supérieures à ω_p. L'intégration sur k dans (5.8) doit être effectuée entre 0 et k_D :

$$(E^2(\omega))_{collectif} = 8\pi\ e^2 n_e \int_0^{k_D} \frac{dk\ F(\omega/k)}{k|K_L(k,\omega)|^2} \qquad (5.63)$$

<u>Dans le cas thermique</u> F(u) est la projection sur un axe d'une fonction de distribution maxwellienne (à 3 dimensions).

$$F(u) = \left(\frac{m}{2\pi\, KT_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m\,u^2}{2KT_e}\right) \qquad (5.64)$$

L'intégrale de (5.63) peut être réécrite en posant $\Omega = \frac{\omega}{\omega_p}$ et $z = \frac{1}{\sqrt{2}k\lambda_D}$ et nous obtenons [5.5] :

$$\left(E^2(\omega)\right)_{\text{collectif}} = 4\sqrt{2\pi}\,\frac{e^2 n_e}{a_1} \int_{z_D}^{\infty} \frac{dz\, \exp(-\Omega^2 z^2)}{z\,|K_L(z,\Omega)|^2} \qquad (5.65)$$

où $a_1 = \left(\frac{KT_e}{m}\right)^{1/2}$ et $z_D = \frac{1}{\sqrt{2}}$

La constante diélectrique est calculée à l'aide des expressions (5.10) et (5.12) avec $n_{e1} = 0$.

Pour les valeurs de ω légèrement supérieures à ω_p, l'intégrant de (5.65) présente un pic très prononcé au voisinage de la résonance plasma (solution en k de l'équation de dispersion Re $K_L(k,\omega) = 0$), nous avons alors approximé cet intégrant par une fonction de Lorentz sur un intervalle entourant ce pic et l'intégration est effectuée analytiquement. En dehors de cet intervalle l'intégration est effectuée numériquement.

Nous présentons sur la figure 5.2 le spectre de la partie collective du champ fluctuant donné en unité relative - l'ordonnée représentant l'intégrale du second membre de (5.65).

Le spectre obtenu est relativement plat pour $\omega < \omega_p$, il croit brusquement en intensité lorsque ω croit à partir de ω_p, atteint un maximum $\omega \simeq 1{,}15\ \omega_p$, puis décroit rapidement.

Une première remarque s'impose : le spectre obtenu est large. Du point de vue de la largeur, la situation la plus favorable consisterait à s'intéresser uniquement à la "bosse" qui émerge du plateau obtenu pour $\omega < \omega_p$. Même dans ces conditions, la largeur à mi-intensité du spectre est de l'ordre de $0{,}45\ \omega_p$, ce qui représenterait, dans nos conditions expérimentales, une largeur d'au moins 10 Å pour les satellites des deux raies étudiées qui seraient alors très difficilement discernables des ailes de ces raies.

A l'aide de la relation (5.65), et en intégrant sur ω, évaluons $(<E^2(r)>/8\pi)_{collectif}$:

$$(<E^2(r)>/8\pi)_{collectif} = 4.\sqrt{2\pi}\ \frac{e^2 n_e}{a_1}\ .\ \omega_p \int_o^\infty d(\frac{\omega}{\omega_p}) I(\frac{\omega}{\omega_p}) \qquad (5.66)$$

$$= \frac{\sqrt{2}\ e^3\ n_e^{3/2}}{(KT_e)^{1/2}} \int_o^\infty d\Omega\ I(\Omega)$$

où $I(\Omega)$ représente l'intégrale du second membre de (5.65).

Nous obtenons alors, pour le taux d'ondes ε :

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{2}}{9\pi^{1/2}}\ \frac{1}{n_D} \int_o^\infty d\Omega\ I(\Omega) \qquad (5.67)$$

Cette expression est analogue à l'expression (5.59). L'intégrale de (5.67) est sans dimension et ne dépend pas, dans le cas thermique, des valeurs de n_e et T_e ; elle peut être évaluée numériquement et nous obtenons :

$$\varepsilon = 2{,}385.10^{-2}/n_D \qquad (5.68)$$

Cette valeur est supérieure à la valeur donnée par (5.59) mais il faut noter qu'elle correspond à l'intégrale du champ fluctuant d'origine collective prise sur toutes les fréquences et pas seulement sur les fréquences supérieures à ω_p. Si nous nous limitons aux fréquences supérieures à ω_p nous obtenons : $\varepsilon = 1{,}45.10^{-2}/n_D$ c'est à dire une valeur très voisine de la valeur donnée par (5.59). Mais imposer cette limite est arbitraire car toutes les fréquences doivent apporter une contribution à l'émission des satellites et, alors, ce que nous pouvons observer expérimentalement ne peut être que la partie des satellites provenant de la contribution du champ fluctuant qui émerge du spectre pour $\omega_p \leqslant \omega \lesssim 1{,}6\ \omega_p$. L'intensité des satellites détectables expérimentalement serait alors nettement inférieure à celle que nous pourrions prévoir à l'aide de la relation (5.59).

En conclusion indiquons que, dans le cas purement thermique :

1. Le spectre du champ fluctuant d'origine collective (longueur d'onde supérieure à la longueur de Debye) est large. Par suite il semble très difficile de mettre en évidence des satellites d'origine thermique lorsque ceux-ci doivent apparaître sur les ailes des raies qui leur donnent naissance.

2. Les intensités qu'on pourrait détecter pour ces satellites thermiques sont inférieures même à celles que nous pourrions attendre.

5.4.2 - La fonction de distribution des vitesses électroniques présente un écart à la maxwellienne. L'amortissement collisionnel des ondes est négligé

Ainsi que nous l'avons vu précédemment la fonction de distribution des vitesses électroniques du plasma étudié est très surpeuplée dans sa queue par rapport à la maxwellienne par suite de la recombinaison du plasma. Examinons-en les conséquences pour les fluctuations électrostatiques :

1. Le fait que la densité d'électrons chauds reste faible devant la densité des électrons froids implique que la partie réelle de la constante diélectrique ne se trouve pas modifiée par la présence de ces électrons non-maxwelliens. Il en va donc de même pour les solutions de l'équation de dispersion $\mathrm{Re}K_L(k,\omega) = 0$. Les modes propres $(\omega, k_{rés}(\omega))$ seront donc inchangés.

2. Pour des fréquences ω très légèrement supérieures à ω_p, la vitesse de phase de l'onde $v_\varphi = \omega/k_{rés}(\omega)$ est très grande devant la vitesse thermique v_{th}. Dans ce cas l'interaction entre les ondes longitudinales et le plasma met en jeu des électrons très énergétiques - ceux de la queue de la fonction de distribution. Dans la mesure où nous avons, entre les projections F_1 et F_o respectivement de la perturbation et de la maxwellienne, l'inégalité $F_1(v_\varphi) \gg F_o(v_\varphi)$ l'interaction entre les ondes longitudinales et les électrons du plasma sera, pour ces fréquences, entièrement déterminée par la fonction de distribution des électrons chauds (f_1).

Le calcul du spectre du champ fluctuant à l'aide de l'expression (5.8) fait intervenir la fonction $F(u)_{u=\frac{\omega}{k}}$, et sa dérivée $F'(u)_{u=\frac{\omega}{k}}$ dans $\mathrm{Im}\, K_L(k,\omega)$; d'après ce qui précède le choix de f_1 doit

donc être effectué avec soin.

Ainsi que nous l'avons exposé au paragraphe (5.3.3) nous avons décomposé la fonction de distribution $f_1(v)$ des électrons chauds donnée par (5.43) en une série de fonctions de distributions maxwelliennes déplacées $f_j(v)$ (expression (5.44)) afin de rendre compte de la dispersion initiale des électrons chauds créés par recombinaison ou par collisions superélastiques.

Nous donnons dans l'appendice [A.2] le calcul des fonctions $F_j(u)$, projections des fonctions $f_j(\vec{v})$ sur un axe quelconque (en fait sur l'axe dirigé par le vecteur d'onde $\vec{k}$). La constante diélectrique est alors linéarisée par rapport aux fonctions $F_j(u)$ par généralisation de la relation (5.10), chacune de ces fonctions donnant une contribution $K_{L_j}(k,\omega)$ dont le calcul est présenté également dans l'appendice [A.2].

Comme au paragraphe précédent, nous nous sommes intéressés uniquement à la contribution collective au champ fluctuant, c'est à dire aux nombres d'onde $k < k_D = 1/\lambda_D$. Il est par ailleurs évident que seule cette contribution collective est modifiée par la présence des électrons chauds.

Compte-tenu de l'expression des fonctions $F_j(u)$ et de l'expression (5.63), nous obtenons, en remplaçant la maxwellienne $F(u)$ par $F(u) + \sum_j \frac{n_{ej}}{n_e} F_j(u)$ (où n_{ej} représente la densité d'électrons chauds correspondants à j) :

$$\left(\frac{E^2(\omega)}{8\pi}\right)_{\text{coll.}} = \frac{e^2 n_e}{a_1 (2\pi)^{1/2}} \int_{z_D}^{\infty} dz \; \frac{\exp(-\Omega^2 z^2) + \sum_j \frac{J_j}{\sqrt{2}(2+R_j^2)} \left\{ e^{-\alpha_j^2} + R_j \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc}(\alpha_j) \right\}}{z \left| K_L(z,\Omega) \right|^2} \qquad (5.69)$$

où $n_j = \frac{n_{ej}}{n_e}$, $R_j = v_j/(KT_e/m)^{1/2}$ et $\alpha = x/\sqrt{2} - R_j/2$ (voir appendice [A.2]).

Nous donnons, à titre d'exemple sur la figure 5.3, les résultats de calculs de champ fluctuant effectués à l'aide de termes de production d'électrons chauds donnés au paragraphe 5.3.4, c'est à dire pour $n_e = 1{,}6.10^{17} e.cm^{-3}$, densité électronique du plasma à t = 3 µs et pour des valeurs de T_e comprises entre 1 et 5 eV. La figure 5.3 fait apparaître

uniquement la partie du champ fluctuant d'origine collective qui présente une différence par rapport au spectre correspondant observé dans le cas maxwellien (figure 5.2).

Il apparait, sur la figure 5.3 un très net renforcement des fluctuations électrostatiques entre ω_p et 1,06 ω_p, ce renforcement est d'autant plus sensible que la température T_e est plus basse ; il provient uniquement de la contribution de la résonance plasma et correspond à des ondes longitudinales dont l'amortissement est faible comparé aux ondes dont le nombre d'onde k est voisin de k_D.

Le résultat obtenu est très important dans la mesure où la surintensité obtenue pour les fluctuations est étroite en fréquence, de l'ordre de $2{,}5.10^{-2}\ \omega_p$ soit une valeur d'environ 1/20 de la largeur du spectre du champ fluctuant "collectif" obtenu dans le cas thermique, le rétrécissement du spectre est donc très important. L'émission des satellites devient alors très sélective en fréquence et ceux-ci émergent alors très facilement des ailes de raies à partir desquelles ils apparaissent.

L'intégration en fréquence du champ fluctuant "collectif" conduit à un nouveau taux ε' d'ondes longitudinales défini, si l'on veut tenir compte uniquement de l'influence de la surintensité due aux résonances plasma, par :

$$\varepsilon' = \frac{\sqrt{2}}{9\pi^{1/2}} \cdot \frac{1}{n_D} \int_{\omega_p}^{(1+\varepsilon)\omega_p} d\Omega\ I'(\Omega) \qquad (5.70)$$

où $I'(\Omega) = I'(\omega/\omega_p)$ est l'intégrale du second membre de (5.69), portée en ordonnée sur la figure 5.3 et $(1+\varepsilon)\omega_p$ est la fréquence au delà de laquelle les électrons suprathermiques n'ont plus d'influence ($I'(\Omega) = I(\Omega)$).

Il est difficile de donner ici des résultats quantitatifs car ces résultats dépendent fortement de l'importance relative des termes source qui ont été introduits dans la production d'électrons chauds. Pour les valeurs les plus faibles de la température la valeur ε' est supérieure à la valeur $\varepsilon \simeq 0{,}015/n_D$ obtenue dans le cas d'un plasma thermique.

En conclusion indiquons que, lorsque, dans nos calculs de champ fluctuant, nous introduisons une surpopulation de la queue

de la fonction de distribution du plasma due à la recombinaison du plasma, nous observons un renforcement important des fluctuations électrostatiques au voisinage de ω_p. Ce renforcement étant très sélectif en fréquence, il doit permettre d'expliquer la mise en évidence expérimentale des raies satellites. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 5.5.

5.4.3 - Calcul de champ fluctuant avec amortissement collisionnel

Nous avons tenté d'introduire un amortissement collisionnel dans les calculs de champ fluctuant. L'introduction de cet amortissement apparait comme nécessaire surtout dans le cas d'un plasma maxwellien ; en effet, dans les deux paragraphes précédents nous avons tenu compte uniquement de l'amortissement Landau, cet amortissement dépend du choix de la fonction de distribution $f(\vec{v})$ des vitesses électroniques [5.4]. Intéressons nous aux modes longitudinaux ayant une vitesse de phase v_φ grande devant la vitesse thermique v_{th} - c'est à dire à des fréquences du champ fluctuant très légèrement supérieures à ω_p :

- dans le cas maxwellien, l'amortissement Landau est très faible : l'amortissement collisionnel peut l'emporter plus facilement ;

- dans le cas où $f(\vec{v})$ tient compte des électrons chauds, l'amortissement Landau devient beaucoup plus important ($(\frac{dF(u)}{du})_{u=v_\varphi}$ est beaucoup plus grande en valeur absolue), celui-ci devient du même ordre de grandeur que l'amortissement collisionnel calculé dans les mêmes conditions.

En partant du calcul de la constante diélectrique dans le cas collisionnel qui nous a conduit à l'expression (5.25), nous avons effectué le calcul du spectre du champ fluctuant pour : $n_e = 1{,}6.10^{17} e.cm^{-3}$ ($t = 3$ µs) et quelques valeurs de T_e ($T_e = 1$, 1,5 et 2 eV). Dans ce calcul, en l'absence d'indications précises, nous avons introduit comme fréquence de collision la fréquence de collision électron-ion $\nu_1^{e-i}(v)$ de transfert de la quantité de mouvement donnée par l'expression (5.14) mais il n'est pas clairement établi que ce soit de cette fréquence dont nous devions tenir compte.

Les résultats de nos calculs sont donnés sur la figure 5.4 pour des fréquences ω comprises entre ω_p et 1,15 ω_p, intervalle dans lequel nous avons trouvé précédemment un effet important des électrons suprathermiques. Nous donnons sur cette figure les résultats des calculs effectués avec et sans introduction d'électrons chauds.

Nous constatons, là encore un renforcement du spectre dû aux électrons chauds mais ce renforcement est moins important que dans le cas où nous n'avons tenu compte que de l'amortissement Landau (paragraphe précédent). L'effet des électrons suprathermiques devient négligeable dès que $T_e \gtrsim 2$ eV.

En conclusion, insistons sur le fait que les résultats donnés ici doivent être utilisés avec précaution car la situation dans le domaine de l'amortissement collisionnel n'est claire ni sur la façon dont les collisions doivent être introduites dans l'équation cinétique permettant de calculer la constante diélectrique (équation de Vlasov) ni même sur la fréquence de collision qui doit être introduite dans les calculs.

5.5 - COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AUX RESULTATS DES CALCULS

Nous consacrerons ce paragraphe à la discussion des résultats expérimentaux concernant la mise en évidence des raies satellites de transitions interdites et à l'influence des effets collectifs trouvés dans les calculs sur les profils des raies étudiées.

5.5.1 - Comparaison des résultats expérimentaux concernant les raies satellites aux calculs des effets collectifs

Au chapitre 2 les résultats expérimentaux obtenus pour les satellites des deux transitions interdites $4^3F \rightarrow 2^3P$ et $4^1F \rightarrow 2^1P$ nous ont permis d'affirmer que la fréquence ω du champ harmonique $E(\omega)$ qui fait apparaitre les satellites est voisine de ω_p, ce résultat est bien retrouvé dans les calculs de champ fluctuant qui ont été effectués ici, la fréquence ω du maximum du champ fluctuant étant plus voisine de ω_p dans le cas où la fonction de distribution fait intervenir des électrons suprathermiques ($\omega \simeq 1{,}04\ \omega_p$) que dans le cas d'une maxwellienne ($\omega \simeq 1{,}15\ \omega_p$).

Le calcul du spectre du champ fluctuant nous a permis de distinguer deux situations très différentes :

- si le plasma est maxwellien, le spectre des fluctuations électrostatiques est très large - la largeur $\Delta\omega$ à mi-hauteur de ce spectre étant d'au moins $0{,}45\ \omega_p$.

- si le plasma présente un écart à la maxwellienne, le spectre est beaucoup plus étroit, $\Delta\omega \simeq 2{,}5.10^{-2}\ \omega_p$.

Il faut tenir compte du fait que la largeur du satellite résulte de la largeur du niveau initial de la transition à deux quanta (plasmon + photon observé) et de la largeur du spectre des fluctuations.

Les raies satellites observées ont une largeur inférieure à la largeur du spectre du champ fluctuant d'un plasma maxwellien, ainsi à t = 5 µs le satellite S_- de la transition $4^1F \rightarrow 2^1P$ (figure 2.14) a une largeur d'environ 9 Å alors que, dans l'hypothèse d'un plasma maxwellien sa largeur devrait être d'au moins 12 Å, le désaccord s'accroit très nettement en tenant compte de l'élargissement du niveau initial 4^1F.

Par contre si nous faisons intervenir des fluctuations non thermiques en introduisant les électrons chauds créés par recombinaison, la largeur de la surintensité du champ fluctuant ainsi engendrée contribue très peu à l'élargissemnt des satellites lequel provient alors uniquement de l'élargissement du niveau "interdit" initial.

Dans ce cas les largeurs observées pour les satellites concordent mieux avec les résultats des calculs.

La structure observée pour les satellites confirme donc l'existence d'effets non thermiques importants à l'intérieur du plasma.

En ce qui concerne l'intensité des satellites, le problème est en partie lié à la discussion ci-dessus.

Les calculs que nous avons effectués nous ont permis de retrouver la valeur du taux d'ondes ε couramment utilisé pour un plasma maxwellien ($\varepsilon = 0{,}015/n_D$) mais ceci à la condition de ne tenir compte que des fréquences $\omega \geqslant \omega_p$. Mais nous avons déjà dit que le spectre du champ fluctuant "collectif" présente un plateau pour $\omega < \omega_p$. Dans ces conditions la partie des satellites qui "émerge" des ailes de la raie devrait correspondre à une partie seulement de la valeur ε donnée ci-dessus - et le désaccord constaté au chapitre 2 entre les intensités observées et les intensités prévues (d'après les déterminations de n_e et T_e) s'accroitrait encore.

Nous pensons plutôt que les gradients de température (accompagnés de très faibles gradients de densité) font qu'il se produit, pour la partie périphérique plus foide du plasma : 1. une diminution importante du nombre n_D d'électrons dans la sphère de Debye. 2. Une augmentation importante des effets non thermiques dûs à la recombinaison. Ces deux para-

mètres agissant dans le même sens permettent de rendre comparable les intensités prévues et observées pour les satellites.

Les calculs de champ fluctuant ont montré que c'est essentiellement la réaction : $He^+(2) + e \rightarrow He^+(1) + e$ qui contribue au renforcement des effets collectifs ; or la densité d'ions $He^+(2)$ est élevée au début de la post-décharge, y compris en frontière du plasma où la température est la plus basse ; au cours du temps, cette densité décroit et les effets collectifs décroissent comme nous l'avons vu au chapitre 2 les satellites disparaissent à environ t = 10 µs). L'influence de la frontière du plasma est visible sur la figure 2.16 : les satellites apparaissent dans le spectre de la partie externe du plasma et le rapport S_+ de leur intensité à l'intensité totale de la raie y est plus élevée.

Bien que nous n'ayons pas effectué de détermination spatiale de température une confirmation de l'existence de gradients importants peut être trouvée dans la forme des profils de la raie HeI 5875 Å : l'étude de cette raie (voir la figure 2.8) a montré que cette raie est auto-absorbée dans la partie centrale du spectre ; il est impossible d'interprèter ce résultat en se reportant à la figure 3.9 donnant le taux d'absorption de cette raie pour $n_e = 10^{17}$ e.cm^{-3} et si l'on admet que le plasma est homogène en température, T_e étant alors donné approximativement par la figure 2.11. Il faut alors admettre que ces gradients existent, qu'ils sont importants et que nous avons seulement déterminé une température moyenne.

Notons que pour T_e = 1 eV, valeur vraisemblable de la température électronique en bordure du plasma, le rapport S_+ observé est en accord satisfaisant avec la valeur de ce rapport que nous pouvons prévoir à l'aide de nos calculs.

Des expériences effectuées sur les mêmes raies et également sur un plasma créé par laser (laser CO_2) n'ont pas fait apparaître les raies satellites que nous observons [5.17]. Il faut remarquer que ces expériences sont effectuées à plus basse pression de gaz (0,75 atm), la densité électronique est nettement moins élevée ($n_e \sim 5.10^{16}$ e.cm^{-3} à t = 5 µs) ; pour ces valeurs de densité électronique les satellites n'apparaissent plus dans notre expérience (t $\gtrsim$ 20 µs). De plus l'émission lumineuse d'un laser CO_2 est constituée d'une impulsion d'environ 200 nsec suivie d'une "queue" de plusieurs µsec, on peut penser

que cette queue d'impulsion risque de ralentir la recombinaison du plasma et ainsi, de masquer les effets sélectifs que nous avons mis en évidence.

5.5.2 - Profils des raies partiellement dégénérées 4471,5 Å et 4921,9 Å

Les raies partiellement dégénérées de HeI constituent un excellent test pour les différentes théories d'élargissement de raies. Actuellement tous les calculs théoriques qui ont été effectués sur les deux raies HeI 4471,5 Å et 4921,9 Å utilisent la théorie d'impact pour les électrons.

Nous distinguerons, dans nos résultats expérimentaux, ceux obtenus pour les valeurs les plus basses de la densité électronique ($n_e \lesssim 8.10^{16}$ e.cm^{-3}) et ceux obtenus au début de la post-décharge ($n_e > 8.10^{16}$ e.cm^{-3}).

Dans le premier cas, nous avons vu au chapitre 2 que les désaccords entre nos résultats et les résultats théoriques portent :

1. sur la distance $\Delta\lambda_{I-P}$ entre raies interdite et permise - les valeurs théoriques de $\Delta\lambda_{I-P}$ étant trop grandes.

2. sur les valeurs du rapport I_I/I_p qui, dans l'expérience, sont assez nettement supérieures aux valeurs théoriques correspondantes.

3. sur les valeurs du rapport I_m/I_p qui sont, là encore, supérieures dans l'expérience. Par contre les valeurs expérimentales des largeurs des deux raies sont en bon accord avec la théorie.

Pour tenter d'expliquer les désaccords précédents nous pouvons faire appel à différents arguments [5.18] :

a. Le fait que le mouvement des ions doive être considéré pour le centre de la raie. Ainsi le "creux" qui apparait entre la raie permise et la raie interdite la plus intense peut être réduit (augmentation du rapport théorique I_m/I_p) et parallèlement l'écart $\Delta\lambda_{I-P}$ des deux composantes I et P est diminué. Cet argument agit donc dans le sens d'un meilleur accord théorie-expérience.

b. L'aspect non-markovien des collisions n'est pas considéré dans la théorie d'impact (voir chapitre 4). Les effets pourraient également se faire sentir sur le rapport I_m/I_p.

c. Une diminution de température a pour effet de combler, dans les calculs théoriques, le "creux" apparaissant entre les raies I et P. Par

suite des gradients importants de température dans le plasma étudié, la contribution des bords du plasma augmente certainement la valeur expérimentale de I_m/I_p qui ne correspond alors plus aux valeurs que nous obtiendrions pour un plasma homogène en température avec $T_e \simeq 4$ eV.

Pour les premiers instants de la post-décharge ($t < 10$ µs et $n_e \gtrsim 9.10^{16}$ e.cm^{-3}) nous avons constaté une discontinuité dans les variations de $\Delta\lambda_{I-P}$ et une intensité anormalement élevée des deux composantes interdites $4^3F \rightarrow 2^3P$ et $4^1F \rightarrow 2^1P$ par rapport aux composantes permises correspondantes. Contrairement à la situation précédente, nos valeurs expérimentales sont assez différentes de celles de Nelson et Barnard [5.19].

Nous avons vu au chapitre 4 que la théorie d'impact présente des inconvénients pour l'étude des effets collectifs ; même dans le cas maxwellien, les coupures sur le paramètre d'impact introduites dans le cas maxwellien pour tenir compte de ces effets sont encore contreversées [5.5], [5.18]. Le parallèle qui existe dans notre expérience entre l'apparition des raies satellites et les deux observations précédentes nous conduit à penser que les effets collectifs ont pour conséquence une modification sensible des profils des deux raies partiellement dégénérées 4471,5 Å et 4921,9 Å au voisinage des maxima d'intensité des composantes permise et interdite.

REFERENCES

[5.1] M. BARANGER, B. MOZER, Phys. Rev., 123, 25 (1961).

[5.2] W.S. COOPER, H. RINGLER, Phys. Rev., 179, 226 (1969).

[5.3] H.A. BETHE, E.E. SALPETER, Quantum Mechanics of One-and-Two Electron Atoms - Springer Verlag - Berlin (1957).

[5.4] G. BEKEFI, Radiation processes in plasmas, John Wiley - New York (1964).

[5.5] W.R. CHAPELL, J. COOPER, E.W. SMITH, J.Q.S.R.T., 10, 1195 (1970).

[5.6] B.D. FRIED, S.D. CONTE, The plasma dispersion function - Acad. Press N.Y. (1961).

[5.7] Y. FURUTANI et G. MATTHIEUSSENT, Communication privée.

[5.8] J.L. DELCROIX, Physique des Plasmas, Tome III, Orsay (Déc. 1969).

[5.9] G. BEKEFI, Ecole d'Eté de Physique des Plasmas, Les Houches (Juillet 1972).

[5.10] P.L. BHATNAGAR, E.P. GROSS and M. KROOK, Phys. Rev., 94, 511 (1954).

[5.11] A.G. SITENKO, Electromagnetic Fluctuations in Plasma, Academic Press (1967).

[5.12] A.J. ALCOCK, A.J. PASHININ, S.A. RAMSDEN, Phys.Rev.Lett.,17, 528 (1966).

[5.13] G. SULTAN, Thèse d'Etat, Orsay (Septembre 1971).

[5.14] G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, J.L. GODART, G. SULTAN, Z. Physik, 254, 218 (1972).

[5.15] S.C. BROWN, Basic Data on Plasma Physics, John Wiley, New York (1959).

[5.16] D.C. MONTGOMERY, D.A. TIDMAN, Plasma Kinetic Theory, Mc Graw Hill New York (1964).

[5.17] G. BEKEFI, Invited paper, Xe C.I.P.I.G., Oxford (1971).
G. BEKEFI, E.V. GEORGE and B. YA'AKOBI, Plasma Research Report n° 716 M.I.T. (1971).

[5.18] C. DEUTSCH, M. SASSI and G. COULAUD, Phys. Rev. A, à paraître.

[5.19] R.H. NELSON, A.J. BARNARD, J.Q.S.R.T., 11, 161 (1971).

APPENDICE A.2

1. NORMALISATION DE $f_j(\underline{v})$

La fonction de distribution maxwellienne déplacée en énergie, utilisée ici, s'écrit :

$$f_j(v) = C_j . 4\pi v^2 \exp\left[-\frac{m(v-v_j)^2}{4KT_e}\right] \qquad (A.2.1)$$

où C_j est une constante de normalisation à 1 que nous devons calculer.
v_j est la vitesse quadratique moyenne sur laquelle est centrée la fonction f_j. En particulier :

- à chaque réaction de recombinaison correspond une valeur de v_j définie par $\frac{1}{2} m v_j^2 = \chi_i + 2\frac{3}{2} KT_e$, où χ_i est l'énergie d'ionisation du niveau vers lequel se produit la recombinaison.

- à chaque type de collisions superélastiques considérées pour la production d'électrons chauds correspond une valeur de v_j définie cette fois par $\frac{1}{2} m v_j^2 = E_i + \frac{3}{2} KT_e$ où E_i est l'énergie cèdée par l'atome dans la collision.

Nous avons introduit un facteur $4KT_e$ dans l'argument de l'exponentielle afin de tenir compte du fait que dans la recombinaison l'énergie cinétique prise par l'électron non recombiné à une dispersion qui résulte de la dispersion en énergie des deux électrons de la recombinaison.

La condition de normalisation s'écrit :

$$\frac{1}{4\pi C_j} = \int_0^\infty v^2 dv \exp\left[-\left(\frac{v-v_j}{2a_o}\right)^2\right]$$

$$= \int_0^\infty \exp\left[-\left(\frac{v-v_j}{2a_o}\right)^2\right] . \left[v(v-v_j) + v_j\{(v-v_j) + v_j\}\right] dv$$

.../...

$$= (2a_o^2 + v_j^2) \int_o^\infty dv \exp\left[-\left(\frac{v-v_j}{2a_o}\right)^2\right] + 2a_o^2\, v_j \exp\left(-\frac{v_j^2}{4a_o^2}\right)$$

$$= 2a_o \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{v_j}{2a_o}\right) + \frac{\sqrt{\pi}}{2}\right] (2a_o^2 + v_j^2) + 2a_o^2\, v_j \exp\left(-\frac{v_j^2}{4a_o^2}\right)$$

(A.2.2)

Les valeurs de v_j sont grandes devant $2a_o$, par exemple pour $T_e = 4$ eV et $\chi_i = 54$ eV nous avons $v_j/2a_o = 2{,}85$ alors $\operatorname{erf}\left(\frac{v_j}{2a_o}\right) \simeq 1$.

Nous pouvons en outre négliger le dernier terme de la dernière ligne de (A.2.2). Alors

$$C_j = 1/\left[(4\pi)^{3/2} . a_o . (2a_o^2 + v_j^2)\right] \qquad (A.2.3)$$

2. CALCUL DE $F_j(u) = \int f_j(\vec{v}) d\vec{v}_\perp$ et de $F_j'(u)$

La fonction de distribution à 3 dimensions qui correspond à $f_j(v)$ est

$$f_j(\vec{v}) = C_j . \exp\left[-\frac{m(\|\vec{v}\| - v_j)^2}{4KT_e}\right] \qquad (A.2.4)$$

où $\|\vec{v}\|$ désigne le module de $\vec{v}$.

La fonction $f_j(\vec{v})$ étant isotrope seule intervient, dans le calcul de la constante diélectrique, la fonction $F_j(u)$ projection de la fonction $f_j(\vec{v})$ sur un axe quelconque dirigé par le vecteur d'onde $\vec{k}$

$$F_j(u) = \int f_j(u, \vec{v}_\perp)\, d\vec{v}_\perp \qquad (A.2.5)$$

u est la projection de $\vec{v}$ sur l'axe dirigé par le vecteur d'onde.

$$\text{Alors : } F_j(u) = C_j \int_o^{2\pi} d\varphi \int_o^{\infty} dv_\perp . v_\perp \exp\left[-\left\{\frac{v_\perp^2 + u^2)^{1/2} - v_j}{2a_o}\right\}^2\right] \tag{A.2.6}$$

$$= 2\pi C_j \int_o^{\infty} v_\perp \exp\left[-\left\{\frac{(v_\perp^2 + u^2)^{1/2} - v_j}{2a_o}\right\}^2\right] dv_\perp$$

En effectuant le changement de variable $x=(v_\perp^2 + u^2)^{1/2}$ nous obtenons :

$$F_j(u) = 2\pi C_j \int_{|u|}^{\infty} x\, dx \exp\left[-\left(\frac{x-v_j}{2a_o}\right)^2\right] \tag{A.2.7}$$

$$= 2\pi C_j \left\{2a_o^2 \exp\left[-\left(\frac{|u|-v_j}{2a_o}\right)^2\right] + a_o v_j \sqrt{\pi}\, \mathrm{erfc}\left(\frac{|u|-v_j}{2a_o}\right)\right\}$$

où erfc désigne la fonction erreur complémentaire 1-erf.

Pour calculer la dérivée de $F_j(u)$ par rapport à u nous utilisons la relation

$$\frac{d}{dz}\,\mathrm{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2} = -\frac{d}{dz}\,\mathrm{erfc}(z) \tag{A.2.8}$$

et nous obtenons

$$F_j'(u) = -2\pi C_j\, u \exp\left[-\left(\frac{|u|-v_j}{2a_o}\right)^2\right] \tag{A.2.9}$$

3. "PERTURBATION" DE LA CONSTANTE DIELECTRIQUE DUE AUX ELECTRONS CHAUDS

La correction de la constante diélectrique $K_L(k,\omega)$ due aux électrons chauds et qui est donnée par l'expression (4.13) doit ici être remplacée par une somme de termes dépendant de l'indice j, chacun de ces termes sera noté par

$$K_{L_j}(k,\omega) = \frac{\omega_{pj}^2}{k^2} \lim_{\nu \to o} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k\, F_j'(u)\,du}{\omega - ku - j\nu} \qquad (A.2.10)$$

A l'aide de (A.2.9) nous obtenons

$$K_{L_j}(k,\omega) = -2\pi C_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2} \lim_{\nu \to o} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ku \exp\left[-\left(\frac{|u|-v_j}{2a_o}\right)^2\right]}{\omega - ku - j\nu}\, du \qquad (A.2.11)$$

Le paramètre ν a été introduit pour nous affranchir de la divergence de l'intégrale au pôle $u_o = \frac{\omega}{k}$ situé sur l'axe d'intégration. Nous ne nous intéressons ici qu'à des valeurs de ω et k positives, alors u_o est positive - et nous pouvons écrire -

$$K_{L_j}(k,\omega) = -2\pi C_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2} \left\{ \int_{-\infty}^{o} \frac{ku \exp\left[-\left(\frac{u+v_j}{2a_o}\right)^2\right]}{\omega - ku}\, du + \lim_{\nu \to o} \int_{o}^{\infty} \frac{ku \exp\left[-\left(\frac{u-v_j}{2a_o}\right)^2\right]}{\omega - ku - j\nu}\, du \right\}$$

$$= -2\pi C_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2} \left\{ \int_{-\infty}^{o} ku \frac{\exp\left[-\left(\frac{u+v_j}{2a_o}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{u-v_j}{2a_o}\right)^2\right]}{\omega - ku}\, du \right. \qquad (A.2.12)$$

$$\left. + \lim_{\nu \to o} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ku \exp\left[-\left(\frac{u-v_j}{2a_o}\right)^2\right]}{\omega - ku - j\nu}\, du \right\}$$

La première intégrale de (A.2.12) est réelle, elle a moins d'importance, compte-tenu de ce qui a été dit au paragraphe (4.4.2) que la seconde qui comporte une partie imaginaire.

Désignons par $I(k,\omega)$ la seconde intégrale de (A.2.12). Alors

$$I(k,\omega) = -\lim_{\nu \to o} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(u-v_j) \exp\left[-\left(\frac{u-v_j}{2a_o}\right)^2\right]}{u - \frac{\omega}{k} + j\frac{\nu}{k}}\, du + v_j \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\left(\frac{u-v_j}{2a_o}\right)^2\right]}{u - \frac{\omega}{k} + j\frac{\nu}{k}}\, du \right] \qquad (A.2.13)$$

La première intégrale que nous posons égale à $I_1(k,\omega)$ s'exprime à l'aide de la fonction Z', en effectuant les changements de variables suivant : $x = \frac{\omega}{\sqrt{2}ka_o}$ et $\alpha = \frac{x}{\sqrt{2}} - \frac{v_j}{2a_o}$:

$$I_1(k,\omega) = + 2a_o \frac{\sqrt{\pi}}{2} Z'\left(\frac{x}{\sqrt{2}} - \frac{v_j}{2a_o}\right)$$

$$= - 4a_o \int_o^\infty \frac{z^2 e^{-z^2} - \alpha^2 e^{-\alpha^2}}{z^2-\alpha^2} dz - 2i\pi\, a_o \alpha\, e^{-\alpha^2} \qquad (A.2.14)$$

La seconde intégrale $I_2(k,\omega)$ de (A.2.13) s'écrit en effectuant les mêmes changements de variables :

$$I_2(k,\omega) = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-z^2} dz}{z-\alpha}$$

$$= - P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-z^2} dz}{z-\alpha} - i\pi\, e^{-\alpha^2} \qquad (A.2.15)$$

où P désigne la partie principale de l'intégrale.

En utilisant le fait que la partie principale de $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{z-\alpha}$ est nulle nous pouvons supprimer la divergence de l'intégrale de (A.2.15) en écrivant

$$I_2(k,\omega) = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-z^2} - e^{-\alpha^2}}{z-\alpha} dz - i\pi\, e^{-\alpha^2} \qquad (A.2.16)$$

En multipliant numérateur et dénominateur de l'intégrant de (A.2.16) par z+α et en éliminant la partie impaire obtenue il vient :

$$I_2(k,\omega) = - 2\alpha \int_o^\infty \frac{e^{-z^2} - e^{-\alpha^2}}{z^2 - \alpha^2} dz - i\pi\, e^{-\alpha^2} \qquad (A.2.17)$$

Au voisinage du pôle $z_o = \alpha$ nous effectuons un développement limité de l'intégrant.

Finalement nous obtenons, en posant $\beta = \frac{v_j}{2a_o}$:

$$K_{Lj}(k,\omega) = -8\pi C_j a_o \frac{\omega_{pj}^2}{k^2} \cdot \{ e^{-\beta^2} \int_o^\infty \frac{y e^{-y^2} \operatorname{sh}(2\beta y)}{y + \frac{x}{\sqrt{2}}} + \int_o^\infty \frac{y^2 e^{-y^2} - \alpha^2 e^{-\alpha^2}}{y^2 - \alpha^2} dy$$

$$+ \alpha\beta \int_o^\infty \frac{e^{-y^2} - e^{-\alpha^2}}{y^2 - \alpha^2} dy - i \frac{\pi}{2} \frac{x}{\sqrt{2}} e^{-\alpha^2} \} \qquad \text{(A.2.18)}$$

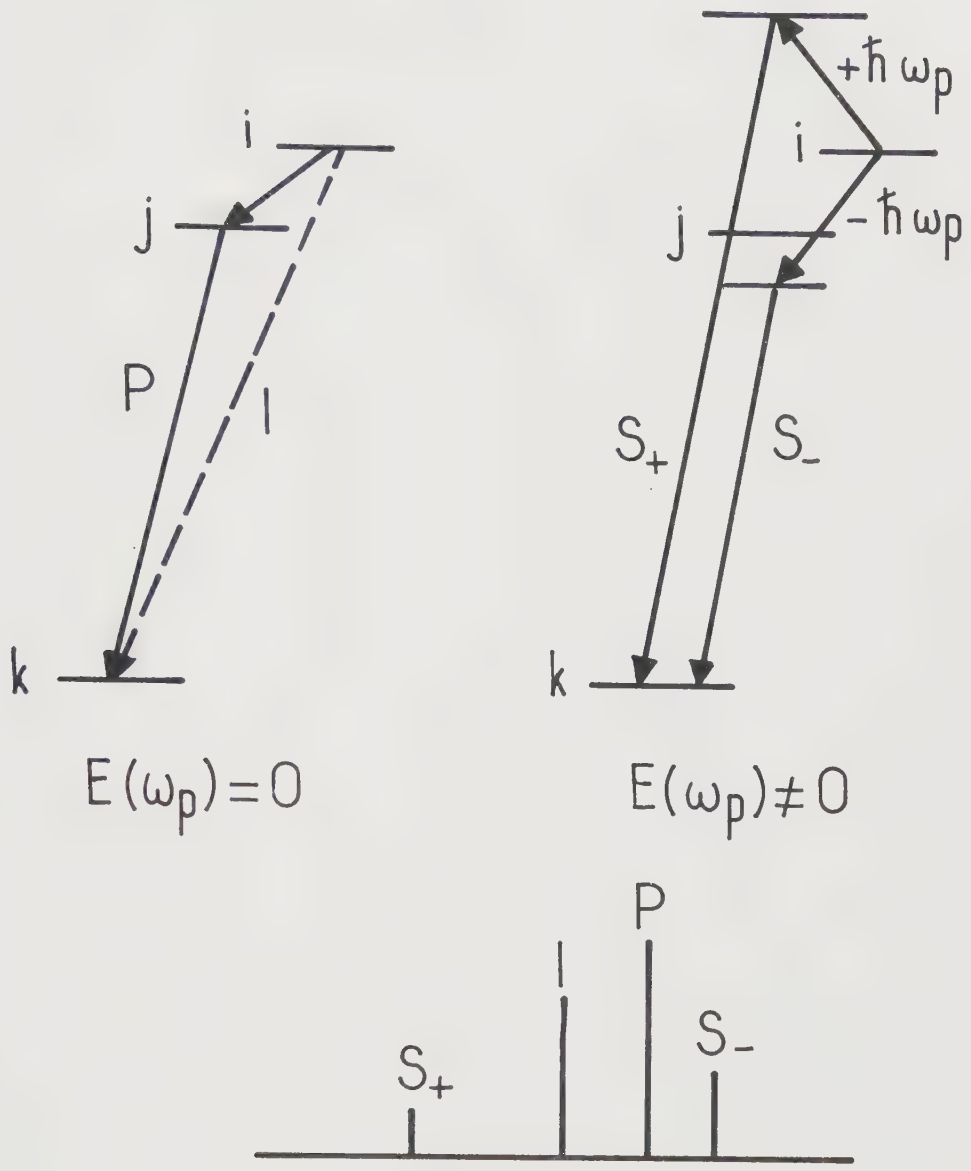


Fig. 5.1 - Satellites d'une transition interdite induits par un champ oscillant. $E(\omega_p)$.

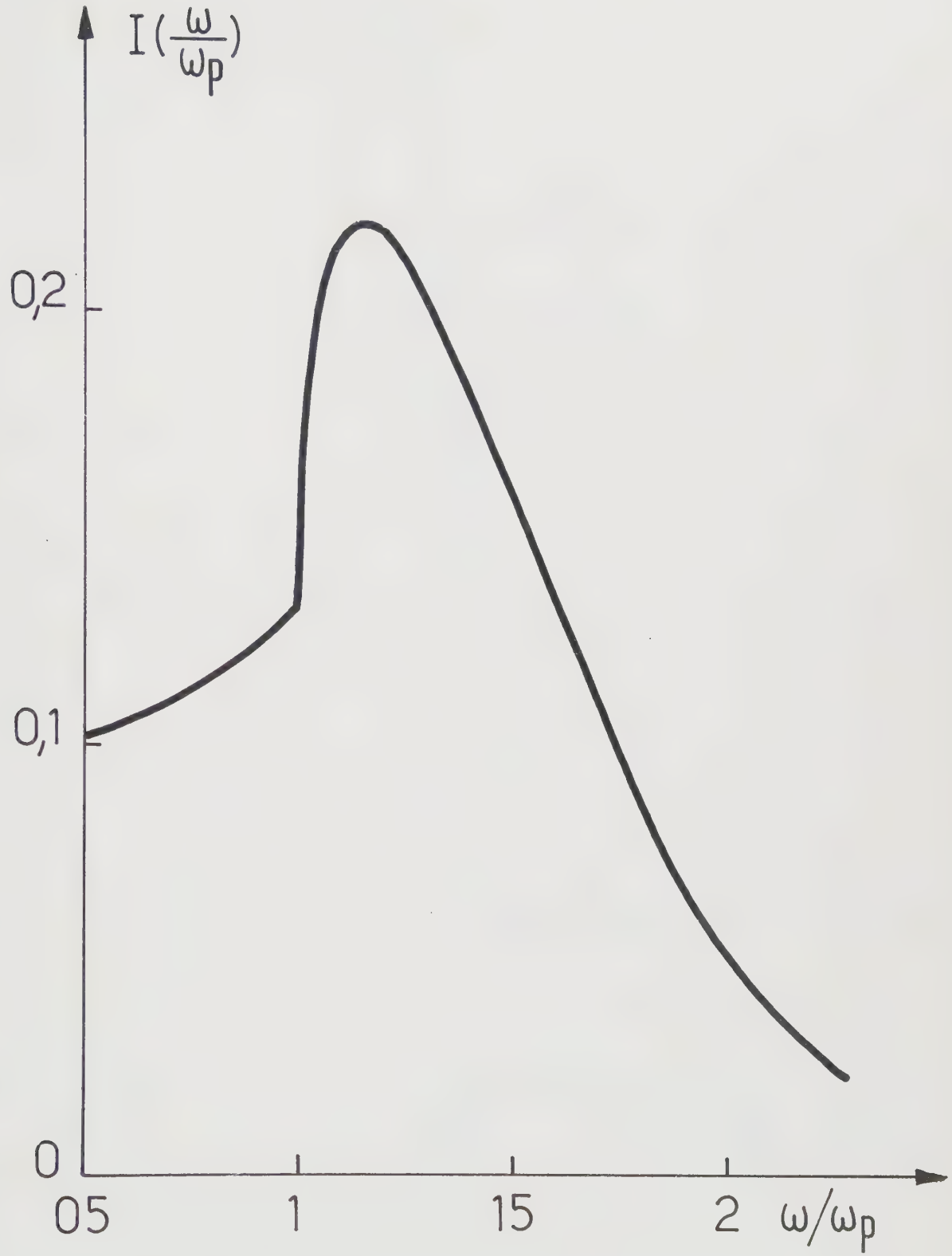


Fig.5.2 - Spectre de la contribution collective ($k<k_D$) au champ fluctuant.

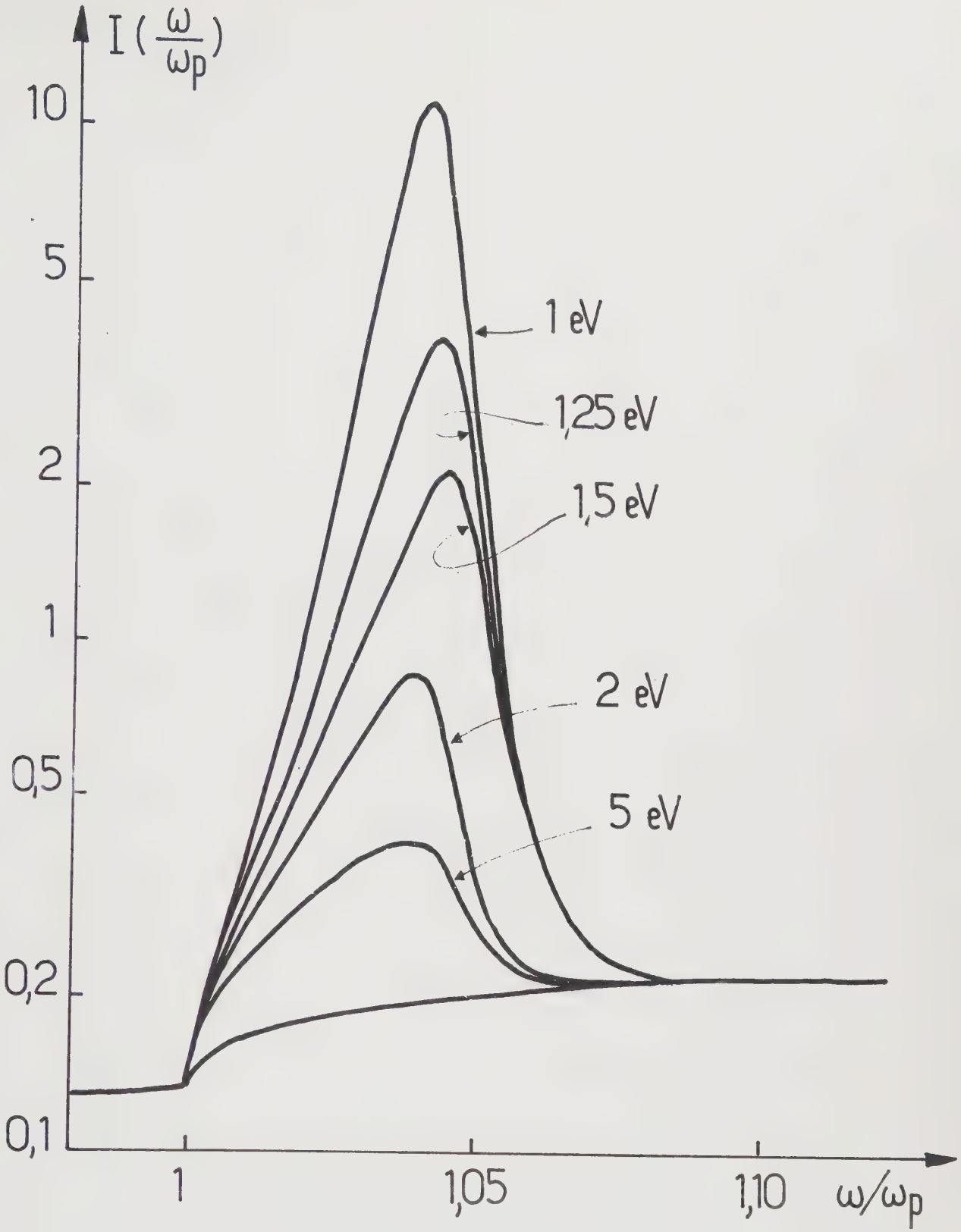


Fig.5.3. Spectre du champ fluctuant en présence d'électrons chauds.

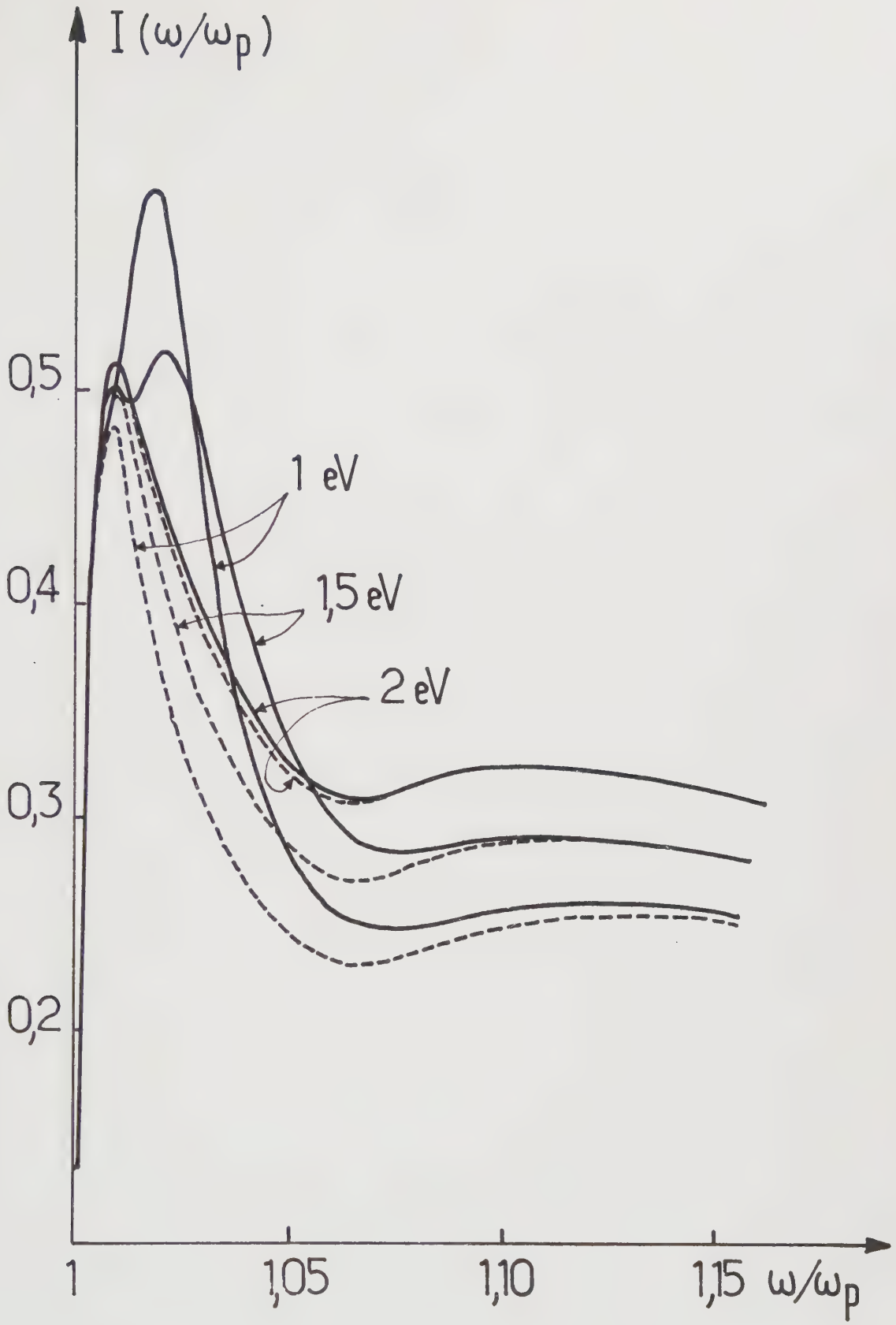


Fig .5.4 _Spectre du champ fluctuant avec amortissement collisionnel.
en traits pleins : avec électrons chauds.
en traits interrompus : sans électrons chauds.

CONCLUSION

Dans l'étude spectroscopique d'un plasma dense d'hélium créé par focalisation d'un faisceau laser nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'influence des effets collectifs sur les profils de deux raies partiellement dégénérées de HeI : les raies 4471,5 Å et 4921,9 Å.

Nous avons ainsi pu mettre en évidence l'apparition de raies satellites des transitions interdites $4^3F \rightarrow 2^3P$ et $4^1F \rightarrow 2^1P$, les raies satellites correspondent au couplage de plasmons de fréquence $\omega \simeq \omega_p$ et des ondes électromagnétiques associées aux deux transitions interdites précédentes.

L'interprètation des profils observés pour ces satellites et des résultats relatifs à leur intensité nous a conduit à mettre en évidence l'existence, au sein du plasma de post-décharge étudié, de fluctuations électrostatiques non thermiques du champ électrique électronique. Ces fluctuations peuvent s'interprèter comme provenant d'une surpopulation de la queue de la fonction de distribution des vitesses électroniques par transfert d'énergie aux électrons lors des réactions de recombinaison collisionnelle à deux électrons ou lors des collisions superélastiques.

Après avoir effectué l'étude cinétique des populations des niveaux de HeI et HeII nous avons pu déterminer l'influence des différentes réactions précédentes dans la production d'électrons chauds, ce sont essentiellement les collisions superélastiques $He^+(2) + e \rightarrow He^+(1) + e$ qui, au début de la post-décharge du plasma, sont prépondérantes. A l'aide d'un modèle de Fokker-Planck nous en avons déduit la forme de la queue de la fonction de distribution des vitesses électroniques et nous avons pu déterminer le spectre de la contribution collective au champ fluctuant ; un renforcement très important de ce spectre apparait dans une bande étroite de fréquence ($\omega_p < \omega \lesssim 1{,}06\ \omega_p$) nous plaçant ainsi dans une situation beaucoup plus favorable que dans le cas d'un plasma maxwellien pour l'observation des satellites.

Il est apparu également dans l'expérience une modification importante du profil des deux raies étudiées dans leur partie centrale (intensité relative des composantes permise P et interdite I et écart entre I et P), nous pensons que ce résultat doit s'interprèter par l'influence des effets collectifs.

Les résultats présentés ici devraient être confirmés par l'étude du bremsstrahlung émis par ce plasma, ou un plasma de post-décharge présentant des caractéristiques comparables, au voisinage de ω_p; en effet, pour cette fréquence, l'influence des effets collectifs observés doit pouvoir être mis en évidence facilement.

Notre travail doit également contribuer à aborder plus facilement l'étude, par la spectroscopie, des plasmas denses turbulents. En effet, il s'avère que les deux raies étudiées constituent un détecteur sensible pour les plasmons qui ont une énergie ($\hbar\omega_p$) comparable ou supérieure à la largeur en énergie des raies émises par le plasma. De plus, si les résultats concernant les intensités relatives des raies permise et interdite pouvaient être confirmés par la théorie, on disposerait ainsi d'un autre moyen de diagnostic pour de tels plasmas.

L'approche théorique du problème du calcul des profils de raies permet de penser que les effets collectifs doivent pouvoir être détectés également sur les ailes des raies isolées, c'est à dire dans des régions spectrales où on peut s'affranchir des difficultés liées à l'auto-absorption.

PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES

a_o rayon de la première orbite de Bohr.

$a_1 = (KT_e/m)^{1/2}$ (Dans l'appendice A.2. a_1 est représenté par a_o).

A_{ji}, A^+_{ji} probabilité d'Einstein pour la transition j→i de HeI, de HeII.

c vitesse de la lumière.

$\vec{d}$ moment dipolaire.

e charge de l'électron.

erfc(x) fonction erreur complémentaire.

E_{ij}, E^+_{ij} énergie de la transition j→i de HeI, de HeII.

E_n énergie d'un niveau n rapportée au niveau fondamental.

$E(\omega)$ amplitude du champ fluctuant.

f_{ij}, f^+_{ij} force d'oscillateur d'absorption pour la transition i→j de HeI, de HeII.

g_i, g^+_i poids statistique du niveau i de HeI, de HeII.

h constante de Planck ($\hbar = h/2\pi$).

H opérateur Hamiltonien.

k constante de Boltzmann (K au chapitre 5 pour éviter la confusion avec le nombre d'onde).

$k, \vec{k}$ nombre, vecteur d'onde.

$K_L(k,\omega)$ constante diélectrique longitudinale.

K_ν ; $K_{\nu,c}$; $K_{\nu,L}$ coefficient d'absorption totale, continue, due à une raie

$$K_\nu = K_{\nu,c} + K_{\nu,L}.$$

$m = m_e$ masse de l'électron.

m_H masse de l'atome d'hydrogène.

M masse de l'atome d'hélium.

n_D nombre d'électrons dans la sphère de Debye.

n_e densité électronique.

n_+, n_{++} densité d'ions He^+, He^{++}.

.../...

n_i, n_i^+ densité d'atomes He dans l'état i, d'ions He^+ dans l'état i.

n_o densité totale d'atomes neutres.

O opérateur chronologique.

p_o longueur de Landau.

R rayon de la boule de plasma.

S matrice de collision.

$S_\pm$ rapport de l'intensité de l'un ou l'autre des satellites à l'intensité totale de la raie correspondante.

$T(t)$, $T_a(t)$ opérateur évolution total , atomique.

T, T_e température électronique.

T_a température des neutres.

v, v_e vitesse électronique.

v_φ vitesse de phase de l'onde considérée.

Z nombre de charges des ions considérés.

$\beta = 1/kT$.

γ élargissement en énergie d'une transition.

δ_{ij} symbole de Kronecker.

$\delta(x)$ fonction de Dirac.

$\Delta\omega_W$ fréquence de Weisskopft.

ε fraction de l'énergie thermique du plasma convertie en ondes longitudinales.

ε_ν ; $\varepsilon_{\nu,c}$; $\varepsilon_{\nu,L}$ émissivité totale, continue, due à une raie

$$\varepsilon_\nu = \varepsilon_{\nu,c} + \varepsilon_{\nu,L}.$$

$\phi(x) = \mathrm{erf}(x)$ fonction erreur.

λ longueur d'onde du rayonnement.

λ_D longueur de Debye.

Λ_{ij}, Λ_{ij}^+ taux d'absorption de la transition $j \to i$ de HeI, de HeII.

ν fréquence du rayonnement ($\omega = 2\pi\nu$).

ν_f fréquence des collisions dites fortes.

.../...

ν_p fréquence plasma.

$\nu(v)$ fréquence de collision.

$\nu_1(v)$ fréquence de transfert de la quantité de mouvement pour les collisions électrons ions.

ω_p fréquence angulaire plasma.

$\sigma_{+,i}$ section efficace de recombinaison radiative sur l'état i.

$\sigma_{o,i}$ section efficace de photoionisation à partir de l'état i.

τ durée d'une collision.

τ_E constante de temps de perte d'énergie d'un électron par collision.

τ_i, τ_i^+ constante de temps de relaxation d'un niveau i de HeI, de HeII.

χ_H énergie d'ionisation de l'hydrogène dans son état fondamental.

χ_i, χ_i^+ énergie d'ionisation pour un état i de HeI, de HeII.